

1919.

No. 16.

FEB 10 1920

UNIV. OF MICH.

# ANNALEN DER PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. U. E. WIEDEMANN, P. DRUDE.

VIERTE FOLGE.

Band 59. Heft 8.

DER GANZEN REIHE 364. BANDES 8. HEFT.

KURATORIUM:

M. PLANCK, G. QUINCKE  
W. C. RÖNTGEN, W. VOIGT, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK.



LEIPZIG.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH.

DÖRRRIENSTRASSE 16.

*Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in 24 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 66 M.*

*Ausgegeben am 10 September 1919.*

# Inhalt.

	Seite
1. Albert Wigand. Die vertikale Verteilung der Kondensationskerne in der freien Atmosphäre . . . . .	689
2. Roland Eötvös. Experimenteller Nachweis der Schwereänderung, die ein auf normal geformter Erdoberfläche in östlicher oder westlicher Richtung bewegter Körper durch diese Bewegung erleidet . . . . .	748
3. Hans Riegger. Über die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Gasen . . . . .	753

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr Geh. Hofrat Prof. W. Wien übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: Würzburg, Pleicherring 8.

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

**Anderweitiger Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

**Zitate** sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.







# ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 59.

## 1. Die vertikale Verteilung der Kondensationskerne in der freien Atmosphäre; von Albert Wigand.

Inhalt: I. Problemstellung. — II. Methodik der Messungen. — III. Ergebnisse der Messungen. — IV. Die Gesetzmäßigkeiten der vertikalen Kernverteilung und ihre Erklärung; a) mittlere vertikale Kernverteilung, b) vertikale Kernverteilung in einer einheitlichen Luftschicht, c) Dunstschichten. — V. Zusammenfassung.

### I. Problemstellung.

Systematische Untersuchungen über die vertikale Verteilung der Kondensationskerne in der freien Atmosphäre und über die Ursachen dieser Verteilung liegen bis jetzt nicht vor. Die bei einzelnen früheren Freiballonfahrten ausgeführten Kernzählungen können nur zur allgemeinen Orientierung dienen. Es sollen daher die Ergebnisse der Kernzählungen von 14 nach einheitlichem Plane unternommenen Freiballonfahrten mitgeteilt werden, bei denen auf gleichzeitige, vollständige meteorologische Beobachtungen, besonders solche über die Luftschichtung Wert gelegt wurde. Die Kernzählungen erstreckten sich bis zur Höhe von 9000 m und wurden bei 9 Fahrten von mir, bei 5 weiteren Fahrten auf meine Veranlassung von den Herren Lutze, Jenrich, Oberländer und Kähler ausgeführt.

Aus diesen Messungen haben sich für die Änderung der Kernzahl mit der Höhe einige noch unbekannte *Gesetzmäßigkeiten* ergeben, deren Erklärung gelingt, wenn man die *Schichtung der Luft nach Temperatur und Feuchtigkeit*, die *Bewölkung* und die *vertikale Luftbewegung* in Betracht zieht.

Unter den wechselnden Verhältnissen der Feuchtigkeit, Temperatur und des Luftdrucks muß sich die *Größe und Fallgeschwindigkeit der Kerne* in bestimmter, angebbarer Weise ändern: Die Kondensationskerne haben die Eigenschaft, mit

zunehmender Luftfeuchtigkeit zu wachsen, auch in ungesättigter Luft, und daher schneller zu fallen. Bei gleichbleibender Größe ist die Fallgeschwindigkeit der Kerne um so größer, je geringer die hauptsächlich durch Temperatur und Luftdruck bedingte Dichte der Luft ist.

Ferner wird die Bildung und Auflösung der Wolken für den Kerngehalt der betreffenden Luftschicht mitbestimmend sein, derart, daß diese Wirkung noch längere Zeit fort dauert.

Schließlich beeinflußt auch die auf- und absteigende Luftbewegung die vertikale Kernverteilung, indem sie die Kerne nach oben und unten mitführt. Dabei ist zu unterscheiden zwischen gleichmäßiger Hebung und Senkung größerer Luftmassen und böiger Vertikalbewegung mit inhomogener Struktur.

Die Aufklärung dieser Beziehungen an Hand des Beobachtungsmaterials der 14 Freiballonfahrten ist die Aufgabe dieser Untersuchung.

## II. Methodik der Messungen.

### a) Kernzählungen.

Um die Anzahl der Kondensationskerne in  $1 \text{ cm}^3$  Luft zu bestimmen, wurden Instrumente vom Typus des Aitkenschen „Staubzählers“ (richtiger „Kernzähler“ genannt) verwendet. Bei den ersten Fahrten waren zwei gleichartige, von den Mechanikern O. Plath und G. Schulze in Potsdam nach Angaben von Lüdeling hergestellte Instrumente im Gebrauch (Fig. 1).<sup>1)</sup>



Fig. 1.

In der feuchten, mit kernfreier Luft gefüllten Kondensationskammer *R* werden, nachdem man durch die Hähne *H* oder *h* einen bestimmten Teil des Kammerinhalts durch Außenluft ersetzt hat, auf den vorhandenen Kernen Nebeltröpfchen gebildet. Die hierzu nötige Übersättigung erzeugt man, indem die Luft mit der Luftpumpe (*L* Stiefel, *S* Schieber des Kolbens) im Verhältnis 1:1,20 expandiert wird. Die Zahl der Tröpfchen beobachtet man mit der

1) Figg. 1 u. 2 aus E. Abderhalden, Fortschritte der naturwiss. Forschung 19. Berlin u. Wien 1914.

Lupe *M* auf einer in mm<sup>3</sup> geteilten Zählplatte aus Glas, die sich im Boden der Kammer *R* befindet und vom Spiegel *Sp* beleuchtet wird. Mit Berücksichtigung der eingelassenen Menge Außenluft und des Kammervolumens läßt sich dann die Anzahl der Kerne in 1 cm<sup>3</sup> Außenluft berechnen.

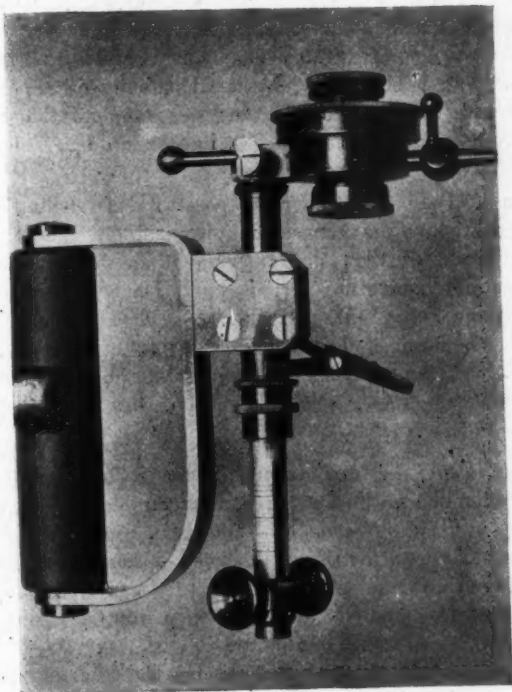


Fig. 2.

Die Aitken-Lüdelingsche Form des Kernzählers erwies sich für die erschwerten Versuchsbedingungen im Ballon, besonders in großen Höhen, noch als unzureichend und wurde in einigen Punkten zu größerer Bequemlichkeit und Genauigkeit abgeändert (Fig. 2). Die Griffe der beiden Hähne sind größer und hebelförmig ausgebildet, und auch der Schieber des Pumpenkolbens ist mit einer bequemen Handhabe versehen.

Der Apparat kann mit einem am Pumpenstiefel befestigten großen Handgriff in der ganzen Hand gehalten werden. Schließlich ist zur Erhöhung der Meßgenauigkeit am Auszugsrohr oberhalb des Striches  $1/50$  noch eine Marke  $1/100$  angebracht, so daß man bei großer Kernzahl nur  $1/100$  Außenluft einzulassen braucht und die alsdann weniger zahlreichen Tröpfchen genauer zählen kann. Zwei Kernzähler wurden in dieser Weise von dem Institutsmechaniker Strauß in Halle abgeändert und haben sich bei guter Einübung des Beobachters durchweg bewährt. Die Dichtung der Kondensationskammer, der Hähne und der Pumpe bereitete allerdings gelegentlich Schwierigkeiten.

Da im Ballon bei tiefer Temperatur das leichte Gefrieren der Feuchtigkeit im Innern des Kernzählers die Messungen störte, wurde alsdann das Instrument in der Tasche warm gehalten und immer nur für die kurze Dauer einer Messungsreihe in die kalte Luft gebracht. Die Anzahl der möglichen Einzelbeobachtungen war oft durch das Eintreten des Gefrierens beschränkt. Auch mußte mitunter eine Versuchsreihe abgebrochen werden, sobald die Höhe des Ballons sich erheblich änderte.

Die *Genauigkeit* der Kernzählungen ist durch die natürlichen räumlich-zeitlichen Schwankungen der Kernzahl beschränkt und beträgt etwa 10–20 Proz., wenn man sie nach den Abweichungen der Einzelwerte einer kurz dauernden Beobachtungsreihe vom Mittel beurteilt. In den Tabellen des Abschnittes III sind der Kürze wegen nur die Mittelwerte angegeben. Die Reihen enthielten in der Regel 3–5 Einzelmessungen, die in einigen der bei den Tabellen angegebenen früheren Veröffentlichungen ausführlich mitgeteilt sind.

Bei Kernzahlen über 100000 und unter 50 im  $\text{cm}^3$  läßt der Kernzähler nur eine Schätzung der Größenordnung zu, da seine Abmessungen für die häufigsten, mittelgroßen Werte eingerichtet sind. Wenn sämtliche Beobachtungen einer Reihe die Kernzahl 0 ergeben, wird als Mittelwert aus der Reihe nicht 0 geschrieben, sondern ein oberer möglicher Grenzwert, der sich ergibt, wenn man annimmt, daß die Kernzahl bei einer der Beobachtungen 1 auf den  $\text{mm}^2$  der Zählplatte ge-

wesen wäre, und die 1 durch die Anzahl der Einzelbeobachtungen der Reihe dividiert; z. B.

beobachtete Kernzahl auf 1 mm <sup>2</sup> der Zählplatte:	
Einzelbeobachtungen	Mittel
0 0 0 0	< 0,25.

Daraus ergibt sich für vollständige Füllung der Kammer mit Außenluft (1/1) die Kernzahl in 1 cm<sup>3</sup> Außenluft zu < 25.

Für die Kernzählungen im Ballon wurden die Luftproben von außerhalb des Korbrandes her genommen. Eine Beeinflussung der Kernzahl durch den beim Auswerfen von Ballast, sand aufgewirbelten Staub war nicht zu bemerken. Dies wurde von allen fünf Beobachtern häufig festgestellt.<sup>1)</sup> In größeren Höhen ergab sich stets die Kernzahl 0, obwohl häufig unmittelbar nach reichlicher Abgabe von Ballastsand bei fallendem Ballon beobachtet wurde.

Mit dieser Feststellung stimmt überein, daß nach meinen Versuchen im Laboratorium<sup>2)</sup> gewöhnlicher Staub jeder Art (nicht-hygroskopischer und elektrisch ungeladener Staub von mineralischer oder organischer Herkunft) im Kernzähler nicht zur Wirkung gelangt. Es rechtfertigt sich damit die Bezeichnung des Apparates als „Kernzähler“, statt der früheren Benennung „Staubzähler“.

Auch die Kernzählungen, die Herr H. Köppe auf dem Ölberg bei Jerusalem 1916—1917 ausführte, und die er mir mitteilte, bestätigen das Ergebnis dieser Staubversuche. Bei Ostwind, der dort als trockener Scirocco auftritt und aus der Wüste stark durch Staub getrübe Luftmassen mitbringt, ist die Kernzahl im cm<sup>3</sup> nahezu 0. Bei Westwind dagegen, der als Monsum mit hoher Feuchtigkeit vom Meere und der Stadt her weht, wurden Kernzahlen von etwa 2000 im cm<sup>3</sup> festgestellt.

Die Tatsache, daß weder Ballaststaub noch sonstiger Staub verschiedenster Art sich im Kernzähler bemerkbar macht, legt den Schluß nahe, daß auch in der Atmosphäre bei der Nebel-

1) A. Wigand, Met. Zeitschr. 1913. p. 10; Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. 5. p. 178. 1913; A. Wigand u. G. Lutze, Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. 6. p. 173. 1914; G. Jenrich, Diss. Halle 1914. p. 24; H. Rübesamen, Diss. Halle 1915. p. 17.

2) A. Wigand, Met. Zeitschr. 1913. p. 10.

bildung die festen Staubeilchen, sofern sie nicht-hygroskopisch oder elektrisch ungeladen sind, keine Rolle spielen.

Dagegen bewirkt *Rauch* stets eine bedeutende Vermehrung der Kondensationskerne in der Luft. Im Ballon macht sich das, wie schon Lüdeling<sup>1)</sup> fand, in den unteren Schichten manchmal bemerkbar, wenn man über eine raucherzeugende Gegend fährt und die aufsteigende Luftbewegung bis zum Ballon hinaufreicht. In den Tabellen des Abschnittes III sind solche durch Rauch von unten gestörte Kernzahlen weggelassen oder besonders bezeichnet.

#### b) Meteorologische Grundbeobachtungen.

Zur Charakterisierung des meteorologischen Zustandes der Atmosphäre wurden neben den Kernzählungen Beobachtungen des *Luftdruckes*, der *Temperatur* und *Feuchtigkeit* der Luft, sowie der *Richtung* und *Geschwindigkeit des Windes* ausgeführt. Die visuell bemerkbaren Erscheinungen der *Wolken*, des *Dunstes* und der *Sonnenstrahlung* wurden wenigstens qualitativ festgestellt. Mit besonderer Sorgfalt waren ausgeprägte Luftschichten und ihre Grenzen zu untersuchen.

Die *Luftdruckmessung* geschah mit einem Ballon-Quecksilberbarometer oder mit geprüften Aneroidbarometern, deren Druckangaben bezüglich der elastischen Nachwirkung korrigiert wurden. Die *Höhenberechnung* erfolgte auf Grund der beobachteten Luftdrucke und Lufttemperaturen nach der Staffelmethode.

Zu den Messungen der *Temperatur* und *Feuchtigkeit* wurden Assmannsche Aspirationspsychrometer mit einwandfreier Aufhängung im Ballon verwandt. Wenn bei Temperaturen unter 0° das feuchte Thermometer des Psychrometers mit Eis bedeckt war, wurden zur Berechnung des herrschenden Dampfdruckes die Werte der Spannkraft über Eis benutzt und zur Ermittlung der relativen Feuchtigkeit (bezogen auf Sättigung über Wasser) durch die Maximalspannung über Wasser für die Temperatur des trockenen Thermometers dividiert. Zeigte das feuchte Thermometer, wie es in Eiskristallwolken mitunter beobachtet wurde, eine höhere Temperatur an als das trockene

1) G. Lüdeling, Ill. aeronaut. Mitt. 7. Heft 10. p. 321. 1903.

(negative psychrometrische Differenz), so ist in bezug auf die maximale Dampfspannung von Eis Übersättigung anzunehmen.

Bei Temperaturen unter  $-30^{\circ}$  in großer Höhe ist die empirische Psychrometerformel nicht mehr anwendbar, so daß die Differenz zwischen den Einstellungen des trockenen und feuchten Thermometers nur qualitativ zur Beurteilung der Luftfeuchtigkeit verwendet werden kann.

Die *Windgeschwindigkeit* und *-richtung* wurde durch häufige Feststellung der Fußpunkte des Ballons im Gelände ermittelt.

### III. Ergebnisse der Messungen.

Die nachstehenden Tabellen enthalten die Ergebnisse der Kernzählungen bei den 14 Ballonfahrten und eine Auswahl der zugehörigen, wichtigsten meteorologischen Grundbeobachtungen, besonders zur Charakterisierung der Luftschichtung.

Zur besseren Übersicht sind die Ergebnisse in den Kurvenzeichnungen<sup>1)</sup> der Figg. 3—14 mit einheitlichem Maßstabe (ausgenommen Fig. 9) für Höhe, Temperatur und Feuchtigkeit graphisch dargestellt. Der Maßstab für die Kernzahl wurde zweckmäßig bei den einzelnen Fahrten verschieden gewählt. Die Kurven für den Abstieg oder einen zweiten Aufstieg des Ballons sind gestrichelt gezeichnet. Wo für die Kernzahl nur ein oberer Grenzwert bestimmt wurde (z. B.  $< 25$ ), sind die betreffenden Punkte der Kurve eingekreist.

Die wesentlichsten Ergebnisse der einzelnen Fahrten für die vertikale Kernverteilung und Dunstschichtung seien kurz hervorgehoben:

*Fahrt 1.* *R* und *K* gegenläufig von 1900 bis 3000 m in Dunstschicht, die als Rückstand von aufgelöstem Str auftritt. Kernfreiheit in zyklonalen Wolken (Ni, Str, AStr, CiStr). Kernfreiheit in wolkenfreier Luft beim Abstieg in 1200 m als Folge des Ausregens der Kerne durch vorher dort befindlichen Ni. Dunstgrenze in 2980 m ohne *K*-Maximum, unterhalb einer Isothermie bei hohem *R*. Übersättigung in bezug auf Eis in kernfreiem, dünnem AStr und CiStr in 3230 bis 5500 m.

1) Bei der Herstellung der Zeichnungen hat mich Herr H. Cumme in dankenswerter Weise unterstützt.



## Fahrt 1. (Fig. 3.)

12. Nov. 1911, 7a 13 bis 3D 9. Beobachter W.

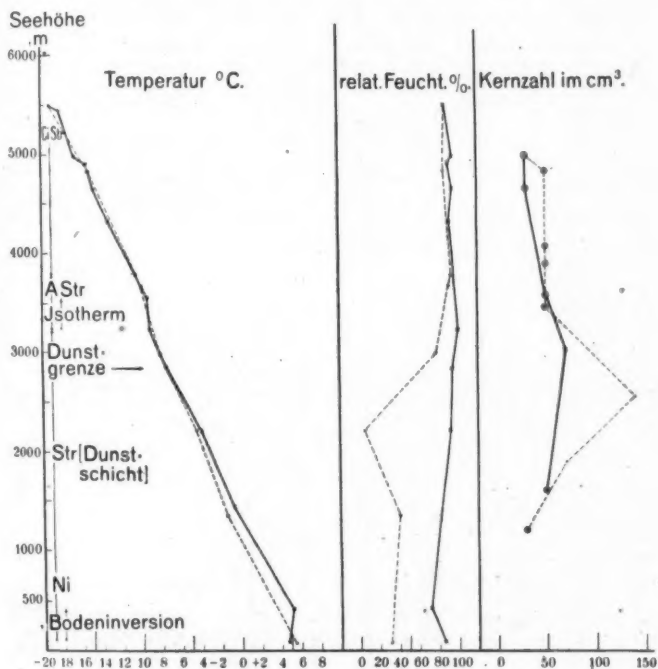
Wetterlage zyklonal.

Literatur: A. Wigand u. F. Schwab, Physik. Zeitschr. 13. p. 677.  
1912; A. Wigand, Beitr. z. Physik d. fr. Atm. 5. p. 178. 1913.

Luft- druck mm <i>b</i>	Sec- höhe m <i>h</i>	Temp. ° C. <i>t</i>	Relat. Feucht % R	Wind km/Std.	Kern- zahl im cm <sup>3</sup> <i>K</i>	Bemerkungen
755,5	80	4,7	85	S	< 1500	(Bitterfeld) Ni, leichter Regen
—	250	—	—	—	< 600	im Ni, Schnee } Boden-inversion
723	420	5,2	71	S 50	—	—
638	1430	— 0,7	—	—	< 150	—
—	1600	—	—	—	< 50	im Str, stellenweise Cu-Ballung, Eisnebel, Schnee (Eisnadeln)
578	2220	— 4,0	92	—	—	—
533	2840	— 7,5	94	—	—	—
—	3020	—	—	S 102	70	in Wolkenlücke mit Dunst
507,5	3230	— 9,1	100	—	—	— 0,3° psychr. } im A Str, Diff., Übersätt. } Eisnebel (⊙ <sup>0</sup> ), Isothermie
486	3570	— 9,4	98	W	< 50	— 0,2° desgl. } im Ci Str, — 0,1° " } Eisnebel (⊙ <sup>1</sup> ), — 0,2° " } Schnee — 0,1° " } — 0,3° " }
441	4320	— 13,2	92	—	—	—
422	4650	— 14,7	95	—	< 30	—
408	4910	— 15,4	91	—	—	—
405	4980	— 16,5	95	W 87	< 30	—
380	5450	— 18,1	—	—	—	—
377	5500	— 19,1	88	—	—	— 0,1° psychr. } im Ci Str, Diff., Übersätt. } Eisnebel (größte Höhe) } (⊙ <sup>1</sup> ), Graupeln
412	4830	— 15,2	87	—	< 50	—
—	4060	—	—	W 89	< 50	—
—	3890	—	—	—	< 50	—
473	3780	— 10,5	94	—	—	— 0,1° psychr. } im A Str, Diff., Übersätt. } dünner Eisnebel (⊙ <sup>1-2</sup> )
480	3670	— 10,0	91	W 106	—	—
—	3450	—	—	WSW	< 50	wolkenfrei, über Dunstgrenze, ⊙ <sup>1-2</sup> , Isothermie
524	2980	— 8,1	78	—	—	—
—	2550	—	—	WSW 57	140	⊙ <sup>1</sup> .
578	2220	— 4,5	5	—	—	—
—	1900	—	—	—	70	—
645	1350	— 1,4	41	—	—	—
—	1200	—	—	—	< 30	—
755	70	5,4	31	WSW 12	(6400)	⊙ <sup>1</sup> . (8 kmsüdl. Plock, russ. Polen: Kernzählungen am folg. Tage bei ähnl. Wetterlage) } Dunst-schicht



Fahrt 2. *R* und *K* gegenläufig in zwei Inversionen von 480 bis 575 m und von 1120 bis 1860 m. Inversion mit *K*-Maximum in mittlerem Teil von 480 bis 1120 m. Dunstgrenze der Bodendunstsicht in 480 (später 590) m mit scharfem *K*-Minimum dicht darüber, in Inversion bei kleinem *R*. Unterer



Fahrt 1. Fig. 3.

Inversionsteil in der Dunstsicht bis 480 m hat stärkere Temperaturzunahme nach oben als oberer Inversionsteil über der Dunstgrenze. Hebung der Dunstgrenze durch Erwärmung während  $4\frac{1}{2}$  Stunden über Mittag von 480 auf 590 m. Sichtweite aus 575 m mehr als 70 km.

Fahrt 3. *R* und *K* gegenläufig in Isothermie von 1100 bis 1275 m. In Bodendunstsicht *K*-Zunahme mit der Höhe

## Fahrt 2. (Fig. 4.)

14. Jan. 1912, 9<sup>a</sup> 53 bis 3<sup>p</sup> 58. Beobachter W.

Wetterlage antizyklonal.

Literatur: A. Wigand, Beitr. z. Physik d. fr. Ätm. 5. p. 178. 1913.

<i>b</i>	<i>h</i>	<i>t</i>	<i>R</i>	Wind	<i>K</i>	Bemerkungen
770	60	-13,7	81	ESE	> 250 000	(Dessau.) Einzelne Cu, ☉ <sup>2</sup>
746	298	-14,2	88	ESE 41	6 600	
745	310	-15,6	99	—	—	
735	430	-12,1	86	ESE 42	—	
729	480	- 8,7	69	ESE	< 30	scharfe Dunstgrenze (11 <sup>a</sup> 0)
720	575	- 7,1	61	SE 50	740	Sichtweite > 70 km (Brocken)
708	700	- 5,0	50	—	—	
694	855	- 2,8	51	—	130	
675	1080	- 2,6	42	—	—	
671	1120	- 1,8	—	—	30	
670	1140	- 0,2	26	SE 49,5	130	
651	1350	- 0,8	23	—	130	
637	1550	- 2,2	41	—	100	
618	1780	- 3,2	42	—	—	
617	1795	- 3,8	40	SE 37	1 400	
615	1825	- 3,6	33	—	2 100	
612	1860	- 2,4	31	—	3 000	
—	1750	- 2,4	37	SE 37	—	
—	1640	—	—	—	130	
—	1620	—	—	—	< 500	
634	1580	- 2,8	45	—	—	
640	1510	- 2,1	—	—	—	
671	1130	- 0,2	—	—	< 30	
674	1100	- 1,0	—	—	—	
689	920	- 1,5	—	SE 34	70	
719	590	- 4,0	—	—	70	
730	480	- 6,0	—	SE 57	—	
771	30	—	—	SE 44	—	

Dunstschicht

Cu in  
Auf-  
lösung,  
☉<sup>2</sup>,  
Inver-  
sion} wolkenfrei, ☉<sup>2</sup>,  
Inversion

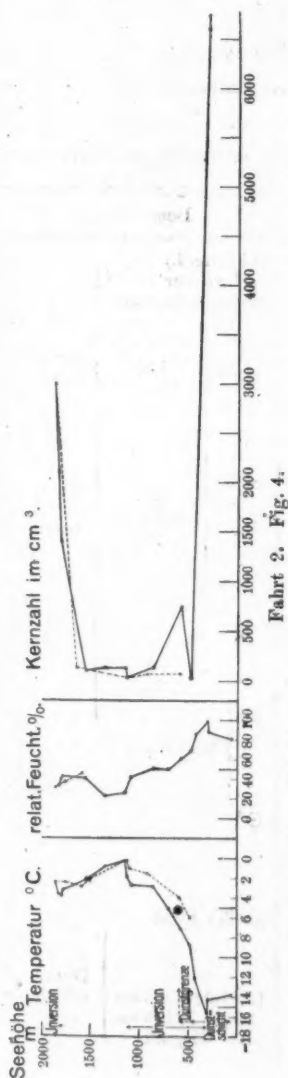
größte Höhe

} Inversion

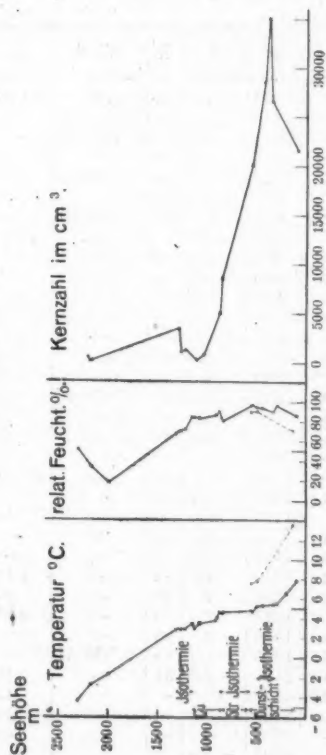
} (3<sup>p</sup> 30)  
Dunst-  
schicht

bei großem Temperaturgradienten ( $-1,1^{\circ}$  für 100 m Anstieg) und langsamer *R*-Zunahme; in Bodendunstschicht Isothermie mit *K*-Maximum in mittlerem Teil von 345 bis 415 m. Vermindertes *K* beim Abstieg in 410 m wegen Auflockerung der Bodendunstschicht durch Erwärmung während des Tages und reinerer Landluft.

Fahrt 4. Kernhaltige Dunstschicht von 735 bis 2195 m zwischen zwei Str, unterhalb einer Inversion.



Fahrt 2. Fig. 4.



Fahrt 3. Fig. 5.

## Fahrt 3. (Fig. 5.)

29. Mai 1912, 6<sup>h</sup> 44 bis 12<sup>h</sup> 9. Beobachter W.

Wetterlage zyklonal.

Literatur: A. Wigand, Beitr. z. Physik d. fr. Atm. 5. p. 178. 1913.

<i>b</i>	<i>h</i>	<i>t</i>	<i>R</i>	Wind	<i>K</i>	Bemerkungen	
749	80	7,8	86	NW	21 500	(Bitterfeld.) Ni, schwacher Regen	Dunst- schicht
739	195	6,5	—	NW 27	—	kein Regen mehr	
731	285	5,5	96	—	—		Iso- thermie
727,5	320	5,5	90	NW 31	—		
725,5	345	—	—	—	26 500		
722,5	380	—	—	NW 30	35 000	⊙ <sup>0-1</sup>	
719	415	—	—	—	28 500		
718	430	5,3	94	—	—		Iso- thermie
718	485	5,2	94	—	—		
709	530	4,7	97	—	—		
708	540	4,8	97	NW 34	20 000	⊙ <sup>0-1</sup>	
—	580	—	—	—	—		
683	830	4,6	81	WNW	—	⊙ <sup>2</sup>	Str, z. T. durch- brochen
682	840	4,5	83	—	8 500		
680	865	4,6	90	WNW 43	5 000		
678	890	4,0	87	WSW	—		
676,5	905	3,8	87	—	—		
—	1030	—	—	—	700		Einzelne Cu
—	1055	—	—	—	< 1 000		
663,5	1070	3,4	83	—	—		Isothermie
—	1100	—	—	—	125		
659	1120	2,9	84	—	—		
657	1145	3,4	84	—	—	⊙ <sup>2</sup>	
652	1210	2,9	72	—	1 180		
648	1255	2,8	70	—	975		größte Höhe
647	1275	2,9	69	—	8 375		
644	1310	2,8	68	—	—		
592	1990	— 1,7	18	WSW 51	—	⊙ <sup>2</sup>	
578,5	2170	— 2,8	34	—	100		
578,5	2170	—	—	—	150		Dunst- schicht
—	2180	—	—	—	100		
—	2210	—	—	—	420		
568	2305	— 4,4	51	—	—		
—	410	—	—	—	10 000		
714	480	7,8	91	—	—		(Arnsdorf, 4,5 km nördl. Polkwitz, Kr. Glogau)
709	540	7,6	90	—	—		
746	120	13,6	71	WSW 45	—		

## Fahrt 4.

24.—25. Sept. 1912, 7p 44 (Halle a. S.) bis 11<sup>a</sup> 39 (20 km ost-südöstlich Busendorf, Lothr.). Beobachter W.

Wetterlage antizyklonal.

Literatur: A. Wigand u. G. Lutze, Abh. d. Naturf. Ges. Halle, N. F. Nr. 2, 1913.

<i>b</i>	<i>h</i>	<i>t</i>	<i>R</i>	Wind	<i>K</i>	Bemerkungen
735	350	4,0	93	NE 24	—	} Bodeninversion(morgens), z.T.mit Bodennebel, Dunstschicht stellenweise Str
727	440	4,8	95	—	—	
716	570	3,3	98	NE	—	
703	735	2,9	100	—	—	} ☉ <sup>2</sup> , Dunstschicht (Höhe des Bodens etwa 300 m)
671	1090	1,0	86	—	—	
652	1325	— 0,2	78	—	6000	
637	1505	— 1,5	64	—	—	} stellenweise Str
584	2195	— 6,1	100	NE 20	—	
574	2320	— 7,1	87	—	—	} ☉ <sup>2</sup> , Inversion
548	2710	— 4,2	0	NE 36	—	
520	3110	— 5,8	7	NNE 35	—	} größte Höhe
—	3250	—	—	—	—	

*Fahrt 5.* Wolkenfreie Dunstschicht mit *K*-Zunahme und wachsender Dunststärke nach oben von 680 bis 1120 m bei großem Temperaturgradienten ( $-0,9^{\circ}$  für 100 m Anstieg) und langsamer *R*-Zunahme. In durchregneter Dunstschicht in 955 bis 1185 m wird *K* durch Auswaschen vermindert. In Str und Cu nicht alle Kerne verbraucht. Dunstgrenze in 280 m mit *K*-Verminderung dicht darüber, in Inversion bei nicht besonders hohem *R*; Dunstgrenze trennt Inversion (unten) von Isothermie (oben).

*Fahrten 6 und 7.* Bis 935 m Bodendunstschicht mit zwei Dunstgrenzen übereinander; zunächst bis 380 m durch Boden-erwärmung aufgezehrte Bodeninversion mit lokal schwankendem *K* infolge von aufsteigenden Luftströmen; darüber starke Inversion bis nahe unterhalb der Dunstgrenze in 580 m mit abnehmendem *R* und relativem *K*-Maximum dicht unter der Dunstgrenze; darüber schwächere Inversion bis 1605 m mit Dunstgrenze in 935 m bei relativ hohem *R*; darüber noch in mittlerem Teil der Inversion zwei Dunststreifen in 1250 bis 1310 m bei kleinem *R*; Temperaturzunahme nach oben in

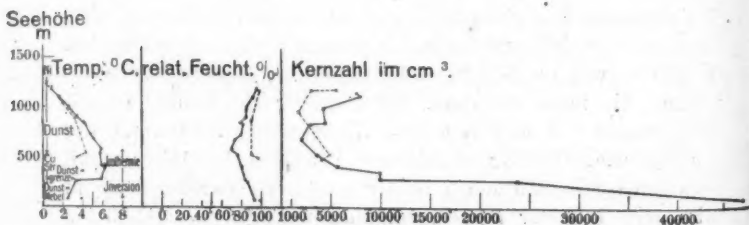
## Fahrt 5. (Fig. 6.)

27. Okt. 1912, 7<sup>a</sup> 53 bis 12 44. Beobachter W.

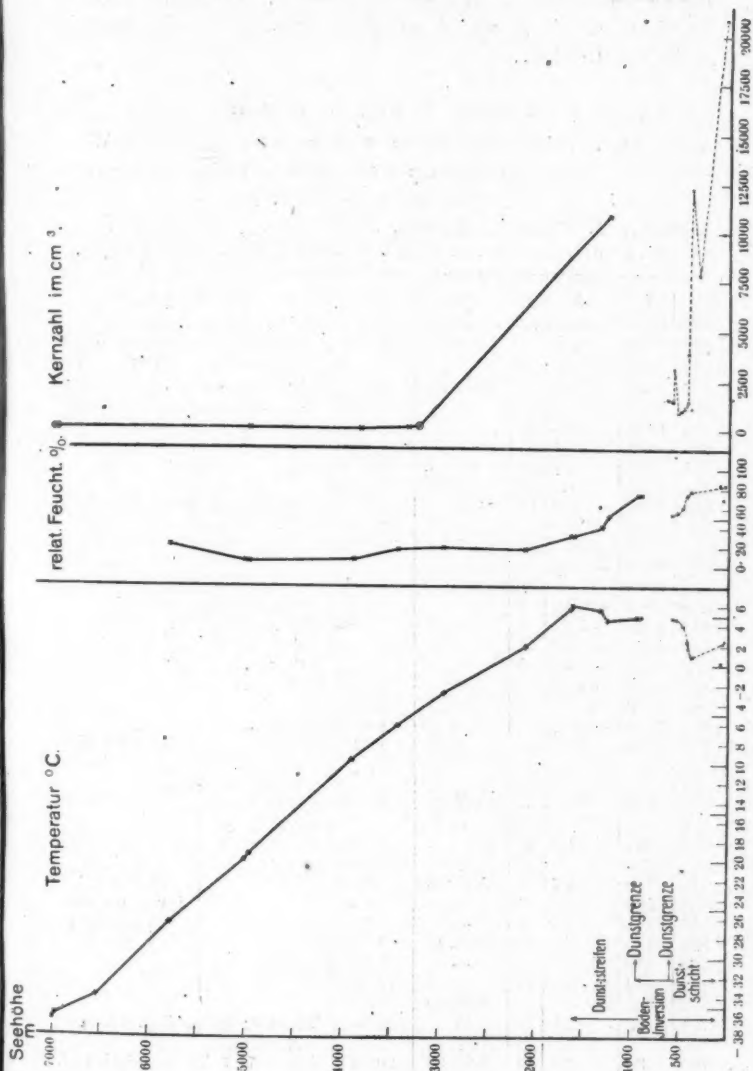
Wetterlage zyklonal.

Literatur: A. Wigand u. G. Lutze, Abh. d. Naturf. Ges. Halle,  
N. F. Nr. 2, 1913.

<i>b</i>	<i>h</i>	<i>t</i>	<i>R</i>	Wind	<i>K</i>	Bemerkungen
755	80	2,5	93	S	47 500	(Halle a. S.) Starker Dunst mit teilweiser Nebelbildung, Str
788	265	3,3	86	S 20	—	Dunstgrenze m. Bildung v. Cu u. Str
737	280	5,9	84	S 34	23 750	
736	290	—	—	—	10 000	
—	360	—	—	—	10 000	
726,5	395	6,2	80	S 37	—	
725	415	5,9	80	S 40	5 600	Inversion u. Isothermie, Dunstschicht
714	535	5,7	76	S 40	3 600	
710	580	5,9	70	—	—	} Bildung von Cu und Str
702	680	5,1	74	—	2 000	
697	730	4,8	80	—	—	
688	835	4,2	82	—	2 900	
687	850	4,1	79	—	4 400	
682	905	3,4	85	—	—	wolkenfreie Dunstschicht mit nach oben zunehmender Dunststärke, zuweilen Regen und Schnee
674	1000	2,6	85	—	4 200	
666	1100	1,6	92	—	—	
—	1120	—	—	—	8 000	
—	1160	—	—	—	7 600	
657,5	1200	0,6	96	—	—	größte Höhe, dicht darüber Ni
—	485	—	—	S 35	4 000	
717	500	3,4	97	—	—	} im oberen Teil der Inversion, Str
714	540	4,3	90	—	4 800	
684	885	3,2	90	—	—	} Str-Grenze
—	955	—	—	—	1 750	
660	1175	0,9	98	—	3 000	
—	1185	—	—	—	5 600	} in wolkenfreier Dunstschicht
658	1195	0,9	96	—	—	
755	80	3,9	99	S 39	—	(7 km südl. Plau, Mecklbg.) Regen



Fahrt 5. Fig. 6.



Fahrten 6 u. 7, Fig. 7.

diesen Dunststreifen stärker als darüber. Oberhalb 4940 m bis 7005 m ist *K* unmeßbar klein. Sichtweite aus 2945 m mehr als 130 km.

## Fahrten 6 und 7. (Fig. 7.)

5. Jan. 1913. Fahrt 6 (Hochfahrt): 9<sup>a</sup> 46 bis 2<sup>p</sup> 50. Beobachter W.

Fahrt 7 (Tieffahrt): 10<sup>a</sup> 0 bis 3<sup>p</sup> 0. Beobachter Jenrich.

Wetterlage antizyklonal.

Literatur: A. Wigand, Meteorol. Ztschr. 1913. p. 249; G. Lutze u. E. Everling, Abh. d. Naturf. Ges. Halle, N. F. Nr. 3. 1914.

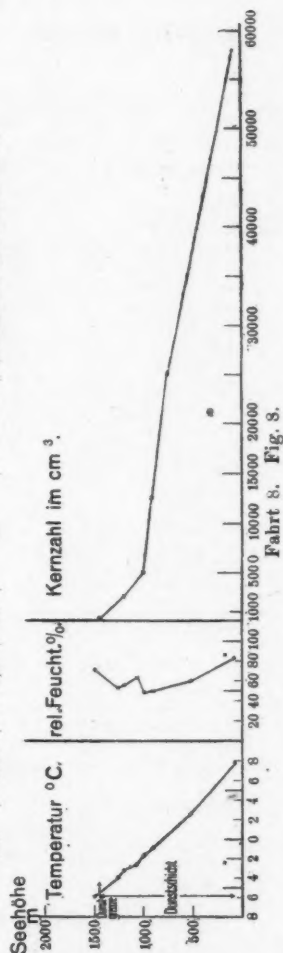
<i>b</i>	<i>h</i>	<i>t</i>	<i>R</i>	Wind	<i>K</i>	Bemerkungen
762	80	0,3	84	S	150 000	(Bitterfeld.) Dunst, wolkenfr., ☉ <sup>1</sup>
689	895	4,9	73	S 32	—	Dunstschicht, ☉ <sup>1-2</sup>
686	935	4,8	73	SSW 29	—	Dunstgrenze
660	1250	4,5	52	—	10 850	☉ <sup>2</sup> , 2 horizontale Dunststreifen
655	1310	5,6	40	—	—	Bodeninvers.
632	1605	6,1	31	SSE 26	—	
631	1625	5,7	31	—	—	
594	2100	1,8	17	S 40	—	
535	2945	— 2,9	19	—	—	Sichtweite > 130 km (Brocken)
—	3200	—	—	—	< 150	
—	3300	—	—	S 54	100	
505	3420	— 6,2	17	—	—	
—	3800	—	—	—	40	
476	3880	— 9,7	7	—	—	
413	4940	— 19,3	5	S 60	20	2,3 <sup>o</sup> psychr. Diff.
410	4985	— 20,0	6	—	—	2,2 <sup>o</sup> " "
369	5765	— 26,4	22	—	—	1,1 <sup>o</sup> " "
331	6525	— 33,9	—	—	—	0,9 <sup>o</sup> " "
—	6950	—	—	—	< 33	
310	6980	— 35,9	—	—	—	0,9 <sup>o</sup> " "
309	7005	— 36,3	—	S 57	< 25	0,9 <sup>o</sup> " " , größte Höhe
—	—	—	—	—	—	Fahrt 6, wolkenfrei, Himmel weißblau, ☉ <sup>1</sup>
—	640	—	—	SSW 45	1 550	größte Höhe
716	580	4,8	54	—	1 450	Fahrt 7, ☉ <sup>2</sup>
—	570	—	—	—	3 140	Dunstgrenze
721	530	4,7	55	SSW 50	850	in Bodeninversion und Dunstschicht
—	500	—	—	—	970	
726	470	4,0	61	—	1 095	
729	430	2,4	73	SSW 48	1 425	
730	420	1,7	74	—	3 875	
734	380	0,9	78	S 55	12 260	
—	300	—	—	SSE 39	7 800	
764	50	2,2	70	SSW 40	10 000	(Fahrt 6: 15 km östl. Güstrow, Mecklbg.)
766	30	2,4	84	SSE 39	20 850	(Fahrt 7: 3 km nordöstl. Bhf. Neubrandenburg)



Fahrt 8. Grenze der Bodendunstschicht in 1450 m bei kleinem  $K$  ohne Maximum mit relativ hohem  $R$  und tiefer Temperatur.

Fahrt 8. (Fig. 8.)  
15.—16. April 1913, 5p 58 bis 12a 04. Beobachter W. Wetterlage antizyklonal.  
Literatur: G. Lutze u. E. Everling, Abh. d. Naturf. Ges. Halle, N. F. Nr. 9. 1914.

$b$	$h$	$t$	$R$	Wind	$K$	Bemerkungen
757,5	85	7,8	84	NE (sehr schwach)	58 000	(Halle a. S.) Dunst, wolkenfrei, ☉ <sup>2</sup>
718,5	530	2,6	60	—	—	Dunst- schicht ☉ <sup>1</sup> (am Horizont)
—	750	—	—	—	25 000	
684	910	0,9	50	NE	12 500	
676	1000	1,7	48	—	5 000	Dunstgrenze
670,5	1070	2,6	68	ENE	—	
660	1200	3,2	56	ENE	2 500	
655	1260	3,9	53	W	—	größte Höhe (Fienstedt bei Halle a. S.)
—	1450	—	—	—	< 165	
635,5	1500	5,9	71	W	< 1 000	
—	2000	—	—	NW	—	
749	180	2,4	86	S	—	



## Fahrt 9. (Fig. 9.)

14. Mai 1913, 7<sup>h</sup> 28 bis 4<sup>h</sup> 26. Beobachter Lutze.

Wetterlage antizyklonal.

Literatur: A. Wigand u. G. Lutze, Beitr. z. Physik d. fr. Atm. 6.  
p. 173. 1914.

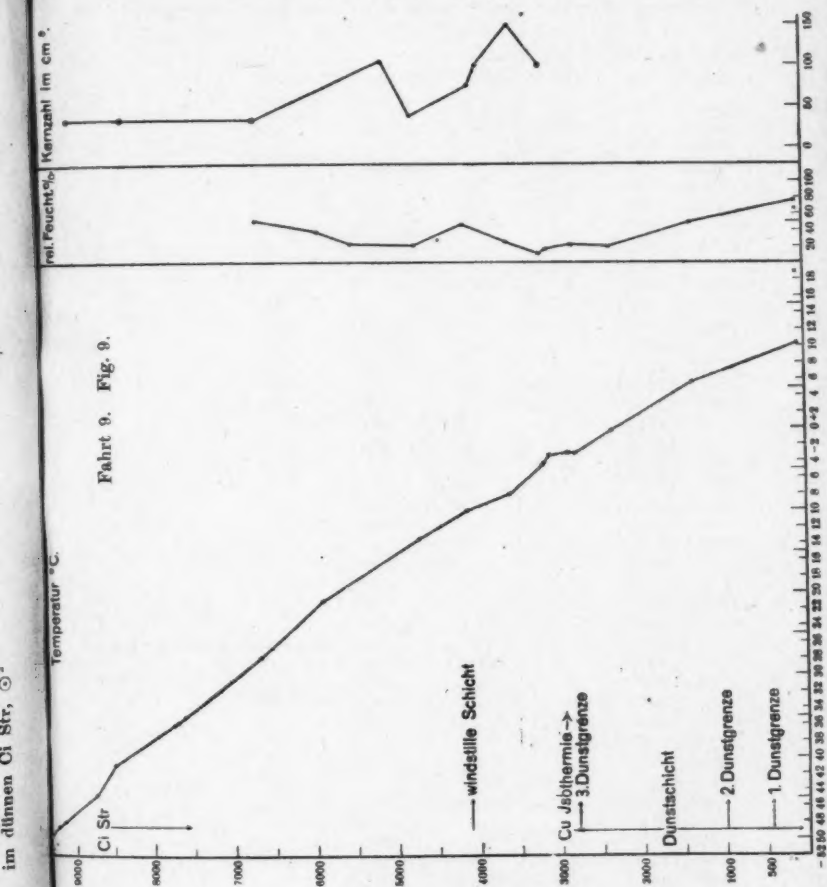
<i>b</i>	<i>h</i>	<i>t</i>	<i>R</i>	Wind	<i>K</i>	Bemerkungen
768,0	80	10,3	77	ESE	—	(Bitterfeld.) Dunst, Ci, CiStr
725,0	450	—	—	—	—	1. Dunstgrenze
670,0	1000	—	—	—	—	2. Dunstgrenze
651,5	1360	5,6	49	ESE 6,5	—	Dunst- schicht
576,0	2350	0,2	19	—	—	
544,0	2800	3,0	22	E	—	3. Dunstgrenze, ☉ <sup>2</sup>
539,0	2880	2,9	—	—	—	Iso- therm. Cu-Bil- dung
523,5	3115	3,3	16	E 13,5	—	
518,5	3190	4,4	10	—	< 100	
—	3560	—	—	—	150	
492,5	3595	8,0	25	—	—	
—	3950	—	—	NE 3	100	
—	4050	—	—	—	75	
460,5	4120	10,0	46	Stille	—	
427,5	4710	13,4	21	W	—	
—	4760	—	—	—	88	
—	5100	—	—	—	105	
386,0	5490	18,5	22	—	—	
366,5	5895	20,9	37	—	—	
329,5	6665	27,8	50	W 22	< 33	
283,5	7740	36,0	—	—	—	+ 0,3° psychr. Diff.
—	8300	—	—	—	< 33	
254,5	8495	40,9	—	—	—	— 0,3° psychr. Diff., Über- sättigung
247,0	8730	44,6	—	WSW 40	—	— 0,1° desgl.
—	9000	—	—	—	< 33	
230,0	9165	48,0	—	—	—	
228,0	9245	48,7	—	—	—	— 0,2° desgl.
222,0	9400	49,6	—	—	—	— 0,3° desgl.
221,5	9425	—	—	NW 80	—	Größte Höhe. Himmel weißblau
290,0	7605	35,0	—	—	—	— 0,4° psychr. Diff., Über- sättigung
286,0	7700	35,6	—	—	—	— 0,3° desgl.
225,0	9290	50,8	—	—	—	
222,5	9390	51,4	—	—	—	— 0,4° psychr. Diff., Über- sätt., tiefste Temp.
—	80	18,9	66	E 25	—	(2 km südl. Saxdorf, Prov. Sachsen)

rel. Feucht.%

Temperatur °C

im dünnen Ci Str, ☉<sup>2</sup>

Fahrt 9. Bodendunstschicht mit drei Dunstgrenzen übereinander; oberste Grenze in 2800 m in unterer Grenze einer Isothermie bei kleinem  $R$ ; darüber kleines  $K$ . Oberhalb 5100



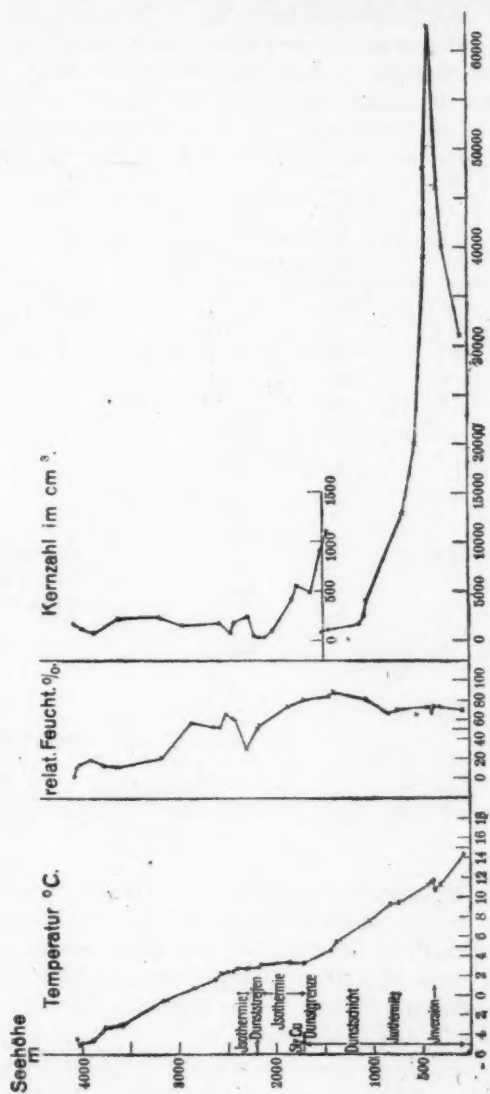
bis 9000 m ist  $K$  unmeßbar klein, z. T. im CiStr. Übersättigung in bezug auf Eis in kernfreiem, dünnem CiStr in 7605 bis 9400 m.

## Fahrt 10. (Fig. 10.)

25. Mai 1913, 8<sup>a</sup> 21 bis 4<sup>a</sup> 56. Beobachter W. Wetterlage antizyklonal  
 Literatur: W. Kolhörster, A. Wigand u. K. Stoye, Abh. d. Naturf.  
 Ges. Halle, N. F. Nr. 4. 1914.

<i>b</i>	<i>h</i>	<i>t</i>	<i>R</i>	Wind	<i>K</i>	Bemerkungen
766,3	80	14,4	70	NW	31 000	(Bitterfeld.) Str in Auflös., schwacher Dunst, ☉ <sup>1</sup>
—	265	—	—	—	40 000	
745,5	315	11,4	73	NW 18	46 000	
739,7	375	10,8	74	—	—	{ Inversion
738,8	395	11,8	66	—	62 500	☉ <sup>2</sup>
735,8	420	11,6	72	—	—	
732,5	450	11,3	73	—	48 000	
—	450	—	—	—	39 000	
—	550	—	—	—	20 000	
—	685	—	—	—	13 000	
709,2	750	9,6	71	NW 18	—	{ Isothermie
701,0	840	9,4	66	—	—	
681,5	1060	7,7	81	—	4 000	
—	1085	—	—	—	2 600	
—	1130	—	—	—	1 750	
—	1395	5,5	88	—	—	
650,3	1445	4,7	84	—	1 100	
—	1515	—	—	—	900	
—	1620	—	—	—	480	
627,5	1720	3,4	80	NW 18	—	{ scharfe Dunstgrenze mit StrCu-Bildung, ☉ <sup>2</sup>
—	1770	—	—	—	550	
—	1810	—	—	—	420	
617,1	1870	3,5	74	—	—	{ Isothermie
—	2020	—	—	—	100	
—	2095	—	—	—	33	
595,3	2160	3,2	54	—	33	
593,0	2185	3,0	51	—	—	
—	2205	—	—	—	42	horizontaler Dunststreifen
—	2275	—	—	NW 32	240	
584,8	2295	2,8	30	—	—	{ Isothermie
577,0	2410	2,8	60	—	175	
575,0	2440	2,5	62	—	75	
571,0	2495	2,5	65	—	—	
566,8	2560	2,3	52	—	175	
562,0	2625	1,7	52	—	—	
546,0	2850	0,8	57	NW 46	—	
—	2940	—	—	—	150	
526,0	3165	— 0,5	21	—	225	
—	3190	—	—	—	240	
499,5	3595	— 2,9	12	NW 49	225	
487,0	3750	— 3,2	14	—	—	
—	3840	—	—	—	75	
480,5	3875	— 4,5	20	—	—	
—	3960	—	—	—	119	
473,8	4000	— 4,8	14	—	—	
471,5	4020	— 5,0	11	—	—	{ Inversion
469,8	4050	— 4,3	2	—	188	
—	4145	—	—	—	—	größte Höhe, ☉ <sup>2</sup>
715,0	550	18,2	65	—	—	(Kneschitz b. Schüttenhoven, Böhmen)

Dunstschicht



Fahrt 10. Fig. 10.

**Fahrt 10.** In Bodendunstschicht  $K$ -Zunahme nach oben bis 375 m bei großem Temperaturgradienten ( $-1,2^\circ$  für 100 m Anstieg) und langsamer  $R$ -Zunahme; darüber bei relativ kleinem  $R$  in starker Inversion von geringer Mächtigkeit (Sperrschicht) in 395 m  $K$ -Maximum.  $R$  und  $K$  gegenläufig von 315 bis 450 m in Inversion, von 2160 bis 3190 m und von 3595 bis

**Fahrt 11. (Fig. 11.)**

12. Juli 1913, 8<sup>h</sup> 41 bis 20 50. Beobachter W.

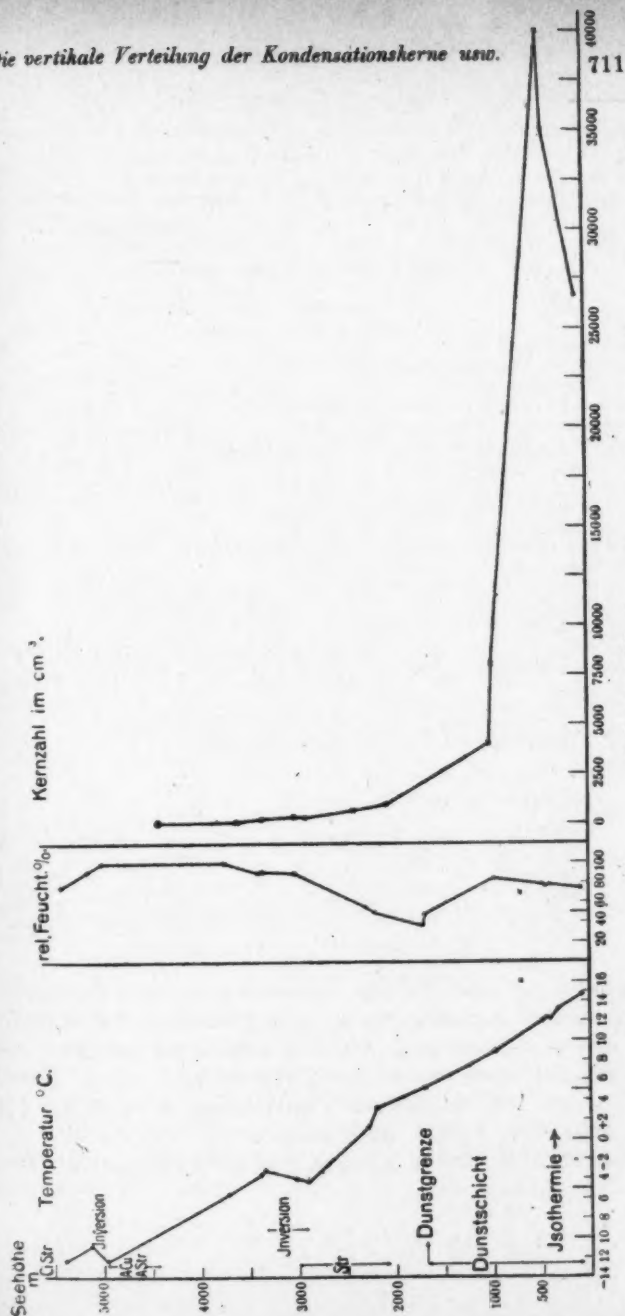
Wetterlage antizyklonal.

b	h	t	R	Wind	K	Bemerkungen	
756	80	14,7	75	NW 30	26 650	(Bitterfeld.) ACu, $\odot^2$	
734	330	13,2	78	—	—	} Isothermie	Dunst- schicht $\odot^0$
726	410	12,2	78	—	35 000		
723	450	12,3	76	—	40 000		
720	480	12,1	78	NNW	—		
678	970	8,9	84	—	8 000		
—	1000	—	—	NNW 45	4 000	Dunstgrenze	
620	1685	5,2	47	—	—		
619	1700	5,2	37	—	—	} Str (Einkristalle und Schneeflocken), $\odot^{0-1}$	
592	2060	—	—	—	900		
585	2200	3,2	50	N	—		
578	2280	1,8	55	—	—		
—	2400	—	—	—	600		
533	2900	— 4,2	—	—	240	} Inversion	
526	3020	— 3,9	90	—	275		
505	3350	— 3,0	91	—	200		
503	3880	— 3,4	90	—	—		
—	3600	—	—	—	55	} Inversion	} AStr, ACu, $\odot^1$
481	3720	— 5,4	100	—	—		
—	4400	—	—	—	< 25		
413	4970	— 12,2	100	—	—		
404	5120	— 10,6	91	—	—		
394	5400	— 12,2	75	—	—	größte Höhe, $\odot^{1-2}$ , CiStr (Dorf Dreihacken, 6 km west- südwestl. Bhf. Marienbad, Böhmen)	
701	700	+ 16,0	69	NW	—		

4050 m in Schichten mit wechselndem kleinen Temperaturgradienten. Grenze der Bodendunstschicht in 1720 m in unterer Isothermiegrenze bei hohem, nach oben abnehmendem  $R$  und kleinem  $K$  ohne Maximum. Dunststreifen in 2205 m unter einer Isothermie mit kleinem  $K$  ohne Maximum; darüber schnell abnehmendes  $R$  und zunehmendes  $K$ .

**Fahrt 11.** In Bodendunstschicht  $K$ -Zunahme nach oben, bis 410 m bei großem Temperaturgradienten ( $-0,8^\circ$  für 100 m

Die vertikale Verteilung der Kondensationskerne usw.



Fahrt 11. Fig. 1.

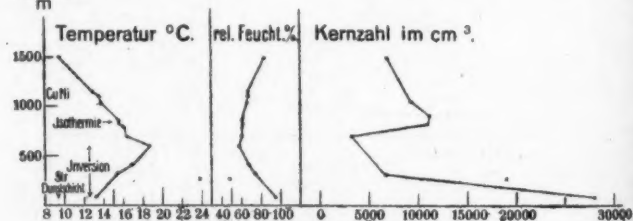
## Fahrt 12. (Fig. 12.)

27. Juli 1913, 6<sup>a</sup> 01 bis 12<sup>p</sup> 45. Beobachter Jenrich.

Wetterlage antizyklonal.

Literatur: G. Jenrich, Diss. Halle, 1914.

<i>b</i>	<i>h</i>	<i>t</i>	<i>R</i>	Wind	<i>K</i>	Bemerkungen
760	80	13,2	95	ENE 16	28 000	(Bitterfeld.) AStr in Auflös., Str-Cu, ☉ <sup>0</sup> K lok. gestört d. Rauch Inversion
—	185	—	—	—	(84 000)	
739	310	—	—	—	6 600	
738	320	15,4	74	—	—	
730	410	16,9	68	E 10	—	
712	600	18,8	58	—	—	☉ <sup>1</sup>
704	695	16,4	61	—	3 200	
696	785	16,2	61	—	—	Isothermie, ☉ <sup>2</sup>
693	820	15,6	62	ENE 6	11 000	
689	865	15,6	61	ENE 8,5	—	
—	900	—	—	—	11 200	Cu-Ni-Bildung
675	1030	13,8	66	ENE 12	—	
—	1050	—	—	—	9 200	größte Höhe, ☉ <sup>3</sup>
669	1100	13,6	67	ESE 12	—	
665	1150	12,9	67	—	—	Kernzahl lokal gestört d. Rauch (6 km westl. von Querfurt)
—	1490	—	—	—	6 800	
—	1690	—	—	—	—	Kernzahl lokal gestört d. Rauch (6 km westl. von Querfurt)
636	1500	9,5	84	—	—	
—	720	—	—	—	(44 000)	Kernzahl lokal gestört d. Rauch (6 km westl. von Querfurt)
742	265	23,8	48	NE 9	19 000	

Seehöhe  
m

Fahrt 12. Fig. 12.

Anstieg) und sehr geringer *R*-Zunahme, darüber bei relativ kleinem *R* in Isothermie von geringer Mächtigkeit (Sperrschicht) in 450 m *K*-Maximum. *R* und *K* gegenläufig von 2060 bis 4400 m bei stark wechselndem Temperaturgradienten. Kernfreiheit im AStr in 4400 m. Übersättigung in bezug auf Eis im kernfreien, dünnen AStr und ACu in 3720 bis 4970 m. Dunstgrenze in 1685 m mit geringem *K* ohne Maximum; dicht darüber *R*-Abnahme.



**Fahrt 12.** Bodendunstschrift anfangs als Bodeninversion bis 600 m, später infolge Bodenerwärmung als Schicht mit großem Temperaturgradienten und lokalen  $K$ -Schwankungen. Darüber  $K$ -Zunahme nach oben mit Maximum in flacher Isothermie in 820 bis 900 m (Sperrschicht) bei nahezu konstantem  $R$ . Von 900 bis 1490 m  $R$  und  $K$  gegenläufig. Lebhaft aufsteigende Luftbewegung, CuNi-Bildung.

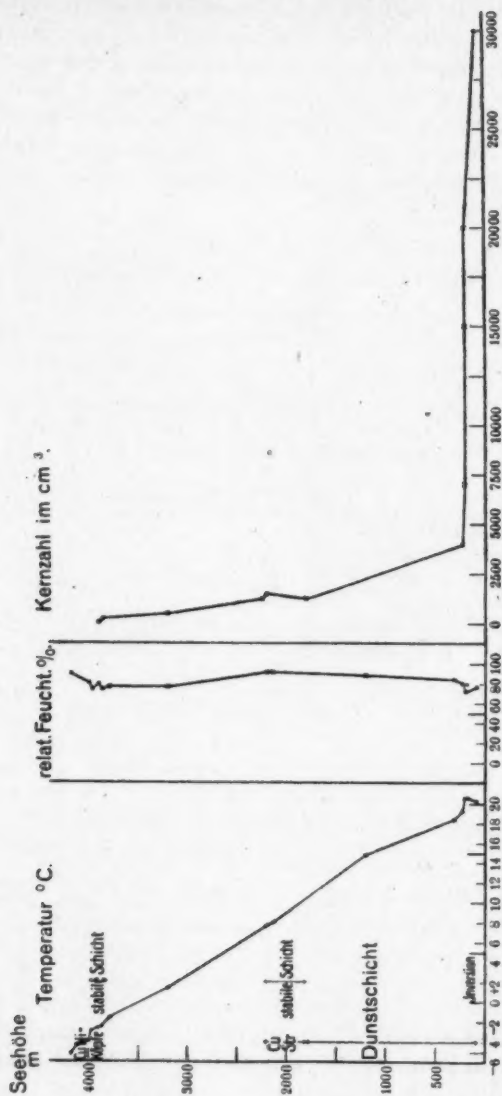
### Fahrt 13. (Fig. 13.)

11.—12. Juli 1914, 11<sup>h</sup> 56 bis 8<sup>h</sup> 16. Beobachter Oberländer.

Wetterlage antizyklonal.

$b$	$h$	$t$	$R$	Wind	$K$	Bemerkungen
760	80	20,2	77	E	30 000	(Bitterfeld.) Dünner Str, einzelne Cu, Dunst
749	205	20,6	72	E 16	15 000	Inversion Dunstschrift
—	205	—	—	—	20 000	
—	205	—	—	—	7 000	
747	230	19,2	81	—	4 000	
744	310	18,4	85	ENE 16	—	stellenweise Str, Cu; stabile Schicht
666	1205	14,8	89	NE (sehr schwach)	—	
619	1805	—	—	Stille	1 250	
594	2145	8,0	92	—	—	
590	2200	7,7	92	WNW (s. schwach)	1 500	stabile Schicht
587	2240	—	—	—	1 250	
523	3200	1,4	77	—	500	
486	3790	— 1,6	77	—	—	
481	3870	— 2,5	74	—	250	stabile Schicht
—	3870	—	—	—	150	
479	3900	— 2,6	79	—	50	
—	3900	—	—	—	< 50	
475	3970	— 2,9	74	—	—	CuNi-Köpfe mit Kappenbildung, $\odot^{1-1}$ größte Höhe, $\odot^1$ , Zenit wolkenfrei, weißblau
473	4000	— 4,0	81	—	—	
466	4120	— 4,4	—	—	—	
462	4180	— 5,3	90	—	—	
461	4200	—	—	—	—	(Bretleben am Kyffhäuser)
750	180	20,6	80	NNE 13	—	

**Fahrt 13.** In Bodeninversion und Dunstschrift bis 205 m zeitliche  $K$ -Abnahme in gleicher Höhe mit zunehmender Entfernung vom Rauchzentrum Bitterfeld. In 3900 m  $K$  unmeßbar klein in Höhe von CuNi-Köpfen.



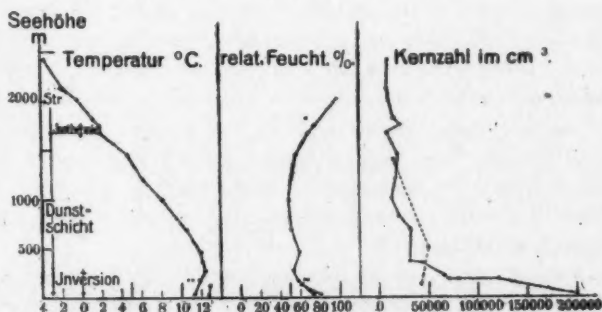
Fahrt 18. Fig. 18.

## Fahrt 14. (Fig. 14.)

10. Mai 1918, 8<sup>h</sup> 38 bis 2<sup>h</sup> 55. Beobachter Kähler.

Wetterlage zyklonal.

<i>b</i>	<i>h</i>	<i>t</i>	<i>R</i>	Wind	<i>K</i>	Bemerkungen
757,5	30	11,3	73	SE 20	200 000	(Reinickendorf.) ACu, CiCu
—	100	—	—	" 20	> 100 000	Inversion
—	180	11,8	57	" 20	> 200 000	
—	180	—	—	" 20	> 100 000	
—	180	11,2	67	" 20	120 000	
—	180	10,7	64	" 20	80 000	
—	180	11,9	57	" 20	70 000	
741	215	—	—	" 20	65 000	Dunst- schicht
736	270	12,5	53	" 28	125 000	
729	350	—	—	" 28	43 000	
728	360	12,2	—	" 28	30 000	
719	465	12,0	59	" 28	—	
700	690	10,6	51	" 28	32 000	
689	820	—	—	" 28	20 000	
674	995	8,2	48	" 28	12 200	
657	1210	6,2	51	SSE 40	17 000	
638	1450	4,7	58	" 40	19 000	
621	1670	1,9	68	" 40	8 000	Isothermie
615	1750	1,9	75	" 40	22 000	
610	1815	1,2	67	" 40	15 000	Str (Schnee)
595	2015	-0,4	98	" 40	—	
587	2120	-1,7	—	" 40	8 000	größte Höhe, ☉
565	2425	-3,7	—	" 40	9 000	
—	1400	—	—	NE 32	15 000	Dunstschicht
—	500	—	—	" 32	50 000	
747	180	12,9	61	" 32	42 000	
755	80	12,8	80	" 32	—	(Wismar)



Fahrt 14. Fig. 14.

*Fahrt 14.* In Bodeninversion und Dunstschicht  $K$ -Zunahme nach oben mit Maximum in 180 m bei kleinem  $R$ . Zeitliche  $K$ -Abnahme in 180 m mit zunehmender Entfernung vom Rauchzentrum Berlin. Beim Abstieg in Bodendunstschicht bei 130 m Verringerung von  $K$  durch reinere Seeluft infolge veränderter Windrichtung. In Str oberhalb 1670 m sind nicht alle Kerne zur Kondensation verbraucht, wobei  $R$  meist unter Sättigung bleibt. Relativ großes  $K$  in den oberen Schichten bei zyklonalem Wetter.

#### IV. Die Gesetzmäßigkeiten der vertikalen Kernverteilung und ihre Erklärung.

##### a) Mittlere vertikale Kernverteilung.

Es ist zu erwarten, daß bei *Hochdruckwetter* die Gesetzmäßigkeiten der vertikalen Kernverteilung einfacher sind als bei *Tiefdruckwetter* und besonders deutlich hervortreten, wegen der im allgemeinen ruhigen, absteigenden Luftbewegung, und weil sich im Hoch die Luftschichtung ungestörter als im Tief ausbilden kann.

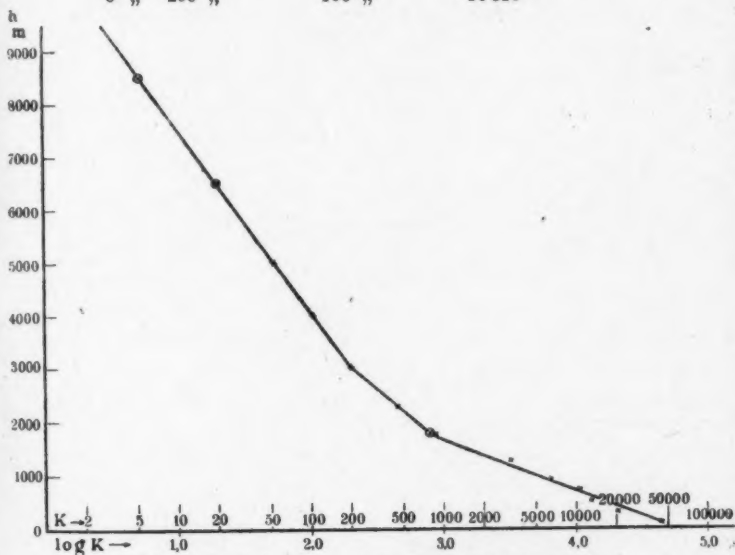
Von den 14 Freiballonfahrten fanden 10 bei Hochdruckwetter statt. Wenn wir versuchen, aus den Beobachtungen dieser 10 Fahrten erstmalig eine mittlere vertikale Kernverteilung abzuleiten, so kann sich dabei nur eine rohe Annäherung an die Wirklichkeit ergeben, da für zuverlässige Mittelbildung weit mehr Einzelwerte verfügbar sein müßten.

Für antizyklonales Wetter liegen 119 Versuchsreihen mit zusammen etwa 500 einzelnen Kernzählungen bis 9000 m Höhe vor, und zwar an 9, über alle Jahreszeiten verteilten Tagen. Die Beobachtungen sind für die unteren Schichten gehäuft und nehmen nach oben an Zahl ab.

Nachstehende Tabelle und Fig. 15 zeigen das Ergebnis der Mittelung. Die Beobachtungen wurden in geeignet abgeteilten Stufen zusammengefaßt und, wie aus der Figur zu ersehen ist, graphisch ausgeglichen, unter Annahme einer logarithmischen Abnahme der Kernzahl nach oben.

Die in der Figur eingekreisten Punkte sind extrapoliert. Für die Höhen über 5000 m ist, da die Leistungsfähigkeit des Kernzählers für so kleine Kernzahlen nicht mehr ausreicht

Höhenstufe	mittlere Höhe	Kernzahl im cm <sup>3</sup>
7500 bis 9500 m	8500 m	< 33 (Größenordnung 5)
5500 " 7500 "	6500 "	< 30 ( " 20)
4500 " 5500 "	5000 "	54
3500 " 4500 "	4000 "	107
2500 " 3500 "	3000 "	201
2000 " 2500 "	2250 "	450
1500 " 2000 "	1750 "	878
1000 " 1500 "	1250 "	3 190
800 " 1000 "	900 "	6 490
600 " 800 "	700 "	10 690
400 " 600 "	500 "	13 040
200 " 400 "	300 "	20 560
0 " 200 "	100 "	44 810



Mittlere vertikale Kernverteilung bei Hochdruckwetter.

Fig. 15.

nur eine Schätzung der Größenordnung möglich, wobei die Extrapolation Werte ergibt, die mit den oberen Grenzwerten der Beobachtungen im Einklang sind.

Wenn in geringeren Höhen solche oberen Grenzwerte in den Beobachtungen vorlagen, wurde zum Zwecke der Mittelbildung die nächst kleinere Zehnerpotenz als wirkliche Kernzahl angenommen und verwertet; z. B. 100 an Stelle von < 150.

Es ergeben sich in der Kurve deutlich zwei Knicke, entsprechend *drei getrennten Hauptstufen* mit Kernzahlen von verschiedener Größenordnung und mit verschiedenartiger vertikaler Kernverteilung. In jeder höheren der drei Hauptstufen ist nicht nur die Kernzahl, sondern auch die Abnahme der Kernzahl nach oben geringer als in der tieferen Hauptstufe. In allen 3 Stufen ändert sich die Kernzahl mit der Höhe ähnlich wie die Luftdichte. Es gilt nämlich das Gesetz, daß die relative Abnahme der Kernzahl  $K$  proportional ist der Zunahme der Höhe  $h$ ; oder  $K$  nimmt logarithmisch mit zunehmender Höhe  $h$  ab. In jeder Hauptstufe hat jedoch der Proportionalitätsfaktor einen anderen Wert.  $dh = -k \frac{dK}{K}$ ,

$$h_2 - h_1 = k (\ln K_1 - \ln K_2) = \alpha (\lg K_1 - \lg K_2).$$

$\ln$  bedeutet den natürlichen,  $\lg$  den Briggischen Logarithmus.

Es ist  $k = \frac{\alpha}{2,303}$ .

Der Faktor  $\alpha = \frac{h_2 - h_1}{\lg K_1 - \lg K_2}$  ist die Höhenstufe für Abnahme von  $K$  auf  $\frac{1}{10}$ .

Unter Zugrundelegung des graphischen Ausgleichs haben die Konstanten  $k$  und  $\alpha$  in den 3 Hauptstufen folgende Werte:

Hauptstufe	Höhe $h$	Kernzahl $K$	$k$ (log nat.)	$\alpha$ (log Brigg.)
III	5000	54	1580	3520 m
	3000	200		2080 „
II	1750	800	902	2080 „
I	100	45 000	410	948 „

Die *allgemeine Abnahme der Kernzahl nach oben* hat folgende Ursachen:

1. Da die Kerne schwerer sind als die umgebende Luft, sinken sie, wenn auch langsam wegen der geringen Größe, und müssen daher unten zahlreicher sein als oben.

2. Die Kerne fallen in dichter Luft langsamer als in dünnerer. Daher verzögert sich ihr Fall, je weiter sie nach unten kommen, so daß sich die unteren Schichten mit Kernen anreichern müssen.

3. Die meisten Kerne (Rauch, große Ionen) stammen vom Erdboden oder werden in den unteren Luftschichten erzeugt und nur durch aufsteigende Luftströme gehoben, wobei sie selten hoch hinauf gelangen. Die Zahl der in größerer Höhe erzeugten Kerne ist verhältnismäßig gering.

Die drei Hauptstufen der vertikalen Kernverteilung kommen dadurch zustande, daß die am Boden und in den unteren Schichten beginnende aufsteigende Luftbewegung verschieden hoch hinaufreicht, je nach ihrer Intensität und nach Maßgabe der jeweils vorhandenen Sperrschichten, die sie zu durchbrechen hat.

In der untersten Hauptstufe bis 1750 m, die in der Regel als Bodendunstschicht ausgebildet ist, spielt sich die häufige Vertikalbewegung der untersten Luftschichten ab, die aus der täglichen Erwärmung des Bodens ihre Energie nimmt und in der Str-Bildung nach oben zum Abschluß gelangt. In der mittleren Stufe bis 3000 m findet die weniger häufige, kräftigere aufsteigende Luftbewegung statt, die zur Bildung der höheren Cu führt. Die oberste Stufe über 3000 m erhält seltener aufsteigende Luft von den untersten Schichten her, nämlich nur dann, wenn die Bewegung so kräftig ist, daß sie zur Bildung von CuNi führt.

Hierzu ist zu erwähnen, daß nach den Beobachtungen von Süring<sup>1)</sup> über das Verhalten der neutralen Punkte der Himmelspolarisation kurz nach Sonnenuntergang auf 3 markante *Dunstgrenzen* in 1, 4 und 11 km Höhe zu schließen ist, deren Entstehung ebenfalls auf das verschieden hohe Hinaufreichen der Vertikalbewegung zurückgeführt wird. Beim Vergleich dieser Dunststufen mit den Hauptkernstufen muß man aber beachten, daß der Kernegehalt der Luft nicht notwendig mit der als „Dunst“ bezeichneten *optischen Trübung* der Luft parallel geht. Denn zunächst hängt die optische Wirkung der Kerne von ihrer Größe und damit von der Luftfeuchtigkeit ab, was im folgenden Abschnitt (IV b) näher besprochen wird. Und sodann gibt es atmosphärische Trübungen, die auf

---

1) R. Süring, Erg. d. met. Beob. Potsdam i. J. 1910. p. X  
W. J. Humphreys, Bull. Mt. Weather Obs. 4. 397. 1912.



anderen Elementen als den Kondensationskernen beruhen; hierüber Näheres im Abschnitte IV c.

Mit Beachtung dieser Unterscheidung zwischen optischer Trübung und Kernzahl wird es vielleicht möglich sein, die vorstehenden Ergebnisse für die mittlere vertikale Kernverteilung bei Hochdruckwetter zur Reduktion der Sonnenstrahlung und der Sternhelligkeit auf Zenith zu verwenden und für die Bestimmung des *Transmissions-* und *Extinktionskoeffizienten* nutzbar zu machen.

Mit der Abgrenzung der Hauptkernstufen stimmt überein die mittlere Höhenlage von häufigen, durch die vertikale Temperaturverteilung bedingten *Sperrschichten* und *Wolkenstufen*.

Die *Anzahl der Wolkenelemente* im  $\text{cm}^3$  ist in den unteren Wolken von derselben Größenordnung wie die Kernzahl in wolkenfreier Luft derselben Höhe. A. Wegener<sup>1)</sup> berechnet aus dem Wassergehalt der Wolken für eine mittlere Tropfengröße vom Radius  $10^{-3}$  cm in den unteren Wolken (bis etwa 3000 m) die Anzahl der Tropfen im  $\text{cm}^3$  zu 200 bis 500, während auch die Kernzahl in diesen Höhen einige 100 im  $\text{cm}^3$  beträgt. In der Luftschicht über dem Erdboden hat die Kernzahl dagegen Werte, die je nach der durch die Wetterlage und den Charakter des Orts bedingten Reinheit der Luft zwischen einigen Tausend und mehreren Hunderttausend schwanken. Die Zahl der Tröpfchen in dichtem Bodennebel scheint ebenfalls erheblich größer zu sein als im Str und Cu von 1000 bis 3000 m Höhe.

Für die mittlere (Alto-) und obere (Cirrus-) Wolkenetage gilt offenbar die gleiche Beziehung zwischen der Zahl der Wolkenelemente und der Kernzahl. Diese ist im Alto-Niveau (3000 bis 5000 m) 200 bis 50, für die Höhe der tieferen Ci (im Mittel 6500 m) von der Größenordnung 20 und für die Höhe der oberen Ci (im Mittel 8500 m) von der Größenordnung 5 im  $\text{cm}^3$ . Nach dem visuellen Eindruck der Wolken-dichte zu urteilen, kann die Anzahl der Elemente der Ci gut 100 mal so klein sein wie bei den unteren Wolken. Wir beobachteten wiederholt bei Hochfahrten die geringe Dichtigkeit

1) A. Wegener, *Thermodynamik der Atmosphäre*, Leipzig 1911. p. 263.



der Ci-Wolken. Der Ci-Schleier, der den Ballon umgibt, ist so dünn, daß er, wenn nicht untere, dichtere Wolken vorhanden sind, die Landschaft deutlich erkennen läßt und die Sonne höchstens auf ☉<sup>1</sup> verhüllt.

Trotz der geringen, mit dem Kernzähler gemessenen Zahl von 20 bis 5 Kernen im  $\text{cm}^3$  für die Höhe der Ci entsteht dort in der ausgeatmeten Luft sofort eine kräftige Kondensation zu dichtem, weißem, aus Tröpfchen bestehendem Dampf, dessen Tröpfchenzahl nach dem Vergleich mit tiefen Wolken und Nebel auf mindestens einige 100 im  $\text{cm}^3$  geschätzt werden muß. Wir haben mehrfach, auch über 9000 m Höhe, auf das Aussehen der ausgeatmeten Luft geachtet, indem wir die Atmungs- maske kurze Zeit abnahmen. Diese Beobachtung scheint sich mit den Kernzählungen und der beobachteten Wolken- dichte im Ci-Niveau nicht im Einklang zu befinden; sie er- klärt sich jedoch sofort, wenn man bedenkt, daß die mit Wasserdampf gesättigte, warme Ausatemungs- luft enorm über- sättigt wird, wenn sie sich mit der kalten Außenluft von  $-30$  bis  $-50^\circ$  mischt („Dampfstrahlphänomen“). Bei einer so starken, schätzungsweise 500-fachen Übersättigung müssen nicht nur die gewöhnlichen, im Kernzähler und bei der normalen Wolken- bildung wirksamen Kerne, sondern auch die „kleinen“ Luftionen, die auch in den großen Höhen zahlreich vorhanden sind, kondensierend wirken. Eine Kernwirkung dieser Ionen, deren Beweglichkeit bei Atmosphärendruck im Felde 1 Volt/cm von der Größenordnung 1 cm/sek. ist, findet nur dann statt, wenn die mit Wasserdampf gesättigte Luft auf mehr als das 1,25fache des Anfangsvolumens adiabatisch expandiert wird, und kommt für den Kernzähler nicht in Frage, da man hier die Expansion 1:1,20 nicht überschreitet. Auch in der Atmosphäre ist bei den gewöhnlichen Kondensationsvorgängen die Beteiligung dieser kleinen Ionen nicht anzunehmen, da es nicht wahr- scheinlich ist, daß die dazu erforderlichen 4—5fachen Über- sättigungen auftreten. Nur für die stürmischen Gleichgewichts- störungen bei Gewittern nimmt die Wilson-Gerdien- sche Hypothese auch die kleinen Ionen als Kondensationskerne in Anspruch.

Die Kernzählungen bei *Tiefdruckwetter* (Fahrten 1, 3, 5, 14) zeigen in zweierlei Hinsicht typische Abweichungen von

der mittleren vertikalen Kernverteilung bei Hochdruckwetter: Entweder ist infolge starker *Bildung von Wolken und Niederschlägen* die Atmosphäre verhältnismäßig *kernarm* (Fahrt 1), da die Kerne bei der Kondensation zu den Wolkenelementen verbraucht und durch Niederschläge ausgewaschen werden. Oder man trifft in *höheren Schichten*, auch trotz Wolkenbildung, *verhältnismäßig große Kernmengen* an (Fahrt 14), da die Kerne aus der Luftschicht am Boden bei Tiefdruckwetter durch die stärkere und aufsteigende Luftbewegung in größerer Menge und höher hinauf weggeführt werden als bei Hochdruckwetter. Daher ist auch allgemein die Kernzahl am Boden im Tief geringer als im Hoch. Wenn also nicht etwa durch Kondensation oder Niederschläge die überwiegende Menge der Kerne weggeschafft wird, so nimmt bei Tiefdruckwetter die Kernzahl nach oben langsamer ab als bei Hochdruckwetter, so daß die Zyklone in den höheren Schichten mehr, in der untersten Luftschicht weniger Kerne enthält als die Antizyklone.

Zur Vervollständigung seien die Kernzählungen einiger anderer Beobachter bei Freiballonfahrten erwähnt. Die Ergebnisse stehen, soweit eine planmäßige Verfolgung der Kernzahl in verschiedenen Luftschichten dabei gelungen ist, in Übereinstimmung mit den hier mitgeteilten Messungen. Es ist früher festgestellt worden, daß die Kernzahl im allgemeinen mit zunehmender Höhe, besonders über Wolken und Dunstgrenzen abnimmt.

Bei zyklonalem Wetter fand Lüdeling<sup>1)</sup> auf zwei Ballonfahrten, daß in wolkenfreier Luft bei 3500 m weniger als 400, bei 4700 und 5150 m weniger als 300 Kerne im  $\text{cm}^3$  vorhanden waren, und daß die Kernzahl über einer Stadt oder einem größeren Bahnhof bei aufsteigendem Luftstrom lokal erhöht wurde.

In wolkenfreier Luft erhielt Linke<sup>2)</sup> eine Abnahme der Kernzahl von 100000 am Erdboden auf 400 im  $\text{cm}^3$  in 5000 m Höhe. Bei einer anderen Fahrt wurden von Linke dicht

1) G. Lüdeling, Ill. aeronaut. Mitt. 7. p. 321. 1903.

2) F. Linke, Luftpotelektrische Messungen bei 12 Ballonfahrten. Berlin 1904; Abh. d. Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-Phys. Kl. III, Nr. 5. 1904. p. 86.

über einer bis 2000 m Höhe reichenden Dunstschicht weniger als 100 Kerne im  $\text{cm}^3$  gefunden.

Auf einer Ballonfahrt bei antizyklonalem Wetter stellte Wendt<sup>1)</sup> von 2100 bis 4200 m Höhe eine Abnahme der Kernzahl von 1700 bis 250 im  $\text{cm}^3$  fest. Eine Abnahme der Kernzahl mit zunehmender Höhe geht auch aus den Messungen hervor, die Herr H. Rotzoll bei zwei Ballonfahrten ausführte, und deren Ergebnisse er mir mitgeteilt hat.

b) Vertikale Kernverteilung in einer einheitlichen Luftschicht.

Die wirkliche vertikale Kernverteilung im Einzelfalle weicht von der mittleren Verteilung oft erheblich ab, da die durch den vertikalen Verlauf von Temperatur und Feuchtigkeit bedingte Schichtung der Atmosphäre auch in der Kernzahl zum Ausdruck kommt.

Bei ausgeprägter Luftschichtung nimmt die Kernzahl keineswegs immer mit zunehmender Höhe ab, sondern häufig auch zu, so daß die Zustandskurve der Kernzahlen mehrere Maxima und Minima in verschiedenen Höhen aufweist. Kernreichere Schichten sind zuweilen über kernärmeren gelagert. Und innerhalb einer einheitlichen wolkenfreien Schicht, z. B. der Luftschicht unmittelbar über dem Erdboden oder auch einer abgetrennten höher gelegenen, befindet sich das Maximum der Kernzahl mitunter nicht an der unteren Grenze, sondern in einem oberen Teile der Schicht. Unter „einheitlicher“ Schicht sei eine solche verstanden, in der sich Temperatur und Feuchtigkeit oder nur eine von beiden mit der Höhe so ändern, daß der Gradient konstant ist, z. B. Inversion, Isothermie, adiabatische Schicht.

Diese Kernverteilung von Schicht zu Schicht und innerhalb einer einheitlichen Schicht ist durch die wechselnde *Fallgeschwindigkeit der Kerne* zu erklären und wird durch die folgenden Faktoren bewirkt: 1. Luftfeuchtigkeit, 2. Bildung oder Auflösung von Wolken, 3. Luftdichte (Temperatur und Druck), 4. vertikale Luftbewegung.

1) Ergebnisse d. Arbeiten d. Kgl. Preuß. Aeronaut. Obs. Lindenberg 6. p. 234. 1911.

1. *Luftfeuchtigkeit.* Als wichtigster Faktor ist zunächst die Luftfeuchtigkeit zu behandeln, deren Beziehung zur Kernzahl so auffallend ist, daß man auf einen nahen ursächlichen Zusammenhang zwischen beiden schließen muß. Oberhalb der untersten Luftschicht, in der die Kernzahl gemäß der allgemeinen vertikalen Verteilung schnell nach oben abnimmt, sind die *Kurven der relativen Feuchtigkeit und der Kernzahl oft gegenläufig*, so daß großer Kernzahl geringe Feuchtigkeit in derselben Höhe entspricht und umgekehrt; Beispiele: Fahrt 1 in 1900 bis 3000 m; Fahrt 2 in 480 bis 575 m und in 1120 bis 1860 m; Fahrt 3 in 1100 bis 1275 m; Fahrt 10 in 315 bis 450 m, in 2160 bis 3190 m und in 3595 bis 4050 m; Fahrt 11 in 2060 bis 4400 m; Fahrt 12 in 900 bis 1490 m.

Vom Boden aus hat bereits Aitken<sup>1)</sup> bemerkt, daß für den gleichen Trübungsgrad der Luft bei großer Feuchtigkeit weniger Kerne vorhanden sind als bei geringerer.

Die Erklärung für diese Tatsachen ist in der *hygroskopischen Eigenschaft der Kerne* zu suchen. Manche Kernarten, und zwar gerade die verbreitetsten, nämlich die chemisch-hygroskopischen Tröpfchen (Verbrennungsprodukte und photochemisch sowie durch elektrische Entladungen erzeugte Kerne) besitzen die Fähigkeit, wenn die Luftfeuchtigkeit wächst, bereits aus ungesättigter Luft Wasserdampf anzuziehen, auf sich zu kondensieren und dadurch zu wachsen. Ähnlich verhalten sich auch die großen (Langevin-) Ionen, deren Kernwirkung in der Atmosphäre sehr in Betracht kommt.<sup>2)</sup> Nach Pollock<sup>3)</sup> vermindert sich die Beweglichkeit dieser Ionen sowie auch der Ionen einer kleineren Größenklasse (Zwischenionen) in ungesättigter Luft bei zunehmender Feuchtigkeit, so daß sich auf eine gesetzmäßige Beziehung zwischen Ionengröße und Feuchtigkeit schließen läßt.

1) J. Aitken, Transact. Roy. Soc. Edinburgh 37. III. p. 621. 1894; Met. Ztschr. 1894. p. 348.

2) A. Gockel, Luftelektr. Beobachtungen, Neue Denkschr. d. Schweiz. Naturf. Ges. 54. Abh. 1. p. 22—28. 1917.

3) J. A. Pollock, Le Radium 6. p. 129. 1909; Journ. and Proc. Roy. Soc. of N. S. Wales 43. p. 61 u. 193. 1909; Phil. Mag. 29. p. 514 u. 686. 1915. Vgl. hierzu P. Lenard u. C. Ramsauer, Heidelb. Ber. 1911, 16. Abh. p. 21—22.

Die beobachtete Gegenläufigkeit von Kernzahl und Feuchtigkeit in den Zustandskurven kann durch Hygroskopizität auf zweierlei Weise zustande kommen:

*Entweder ist die Kernzahl die Ursache, und zwar in der Weise, daß der psychrometrisch oder mit dem Haarhygrometer gemessene Wasserdampfgehalt der Luft durch Kondensation auf den hygroskopischen Kernen herabgesetzt wird. Große Kernzahl sollte dann geringe Luftfeuchtigkeit bewirken und kleine Kernzahl den Wasserdampfgehalt der Luft nur wenig vermindern. Versuche zur Prüfung, bis zu welchem Grade diese mitunter für wesentlich gehaltene<sup>1)</sup>, austrocknende Wirkung der hygroskopischen Kerne in Betracht kommt, liegen nicht vor und sind auch ganz aussichtslos, da der erwartete Effekt unmeßbar klein sein wird, wie folgende Überschlagsrechnung zeigt:*

Nimmt man den Radius der hygroskopischen Tröpfchen im Mittel zu  $r = 10^{-5}$  cm an, was weiter unten näher begründet wird, und setzt man die Kernzahl im  $\text{cm}^3$  für 1000 m Höhe gleich 5000, so ist das gesamte Volumen der Kerne in 1  $\text{cm}^3$  Luft:  $5000 \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot 10^{-15} = 2,1 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3$ . Bestünden diese Tröpfchen ganz aus Wasser, so enthielten sie im  $\text{m}^3$  Luft nur  $2,1 \cdot 10^{-5}$  g. Da z. B. bei 50 Proz. relativer Feuchtigkeit und  $+10^\circ \text{ C}$  Lufttemperatur die im  $\text{m}^3$  Luft enthaltene Wasserdampfmenge (absolute Feuchtigkeit) 4,7 g beträgt, wäre die in den flüssigen Kernen enthaltene Wassermenge nur 0,00045 Proz. der dampfförmigen für dasselbe Luftvolumen, kommt also nicht in Betracht, auch wenn man mehrfach größere Kernradien und Kernzahlen bei der Rechnung zugrunde legt. Selbst für einen sicher viel zu groß angenommenen Kernradius  $r = 10^{-4}$  cm und eine hohe Kernzahl von 11000 im  $\text{cm}^3$  würde bei der als Beispiel angenommenen relativen Feuchtigkeit und Temperatur die in den Kernen enthaltene flüssige Wassermenge erst 1 Proz. der dampfförmigen desselben Luftvolumens sein.

Die austrocknende Wirkung der hygroskopischen Kerne reicht also für die Erklärung der beobachteten Gegenläufigkeit von Kernzahl und Feuchtigkeit nicht aus.

1) R. Süring, *Wiss. Luftfahrten*, herausgeg. v. R. Aßmann und A. Berson, 3. p. 140. 1900; F. Linke, *Aeronaut. Meteorologie*, Frankfurt a. M. 1911, 2. p. 44.

*Oder die Feuchtigkeit ist die Ursache.* Dann hat man sich vorzustellen, daß die in feuchterer Luft durch Kondensation gewachsenen Kerne schneller fallen als zuvor und aus der betreffenden Schicht teilweise herausfallen, so daß eine feuchte Schicht *et. par.* weniger Kerne enthält als eine trocknere. Umgekehrt, da die Kerngröße mit abnehmender Luftfeuchtigkeit durch Verdampfung abnimmt, wird die Fallgeschwindigkeit kleiner und die Schicht bleibt kernreicher als eine entsprechende feuchtere.

Zur exakten Prüfung dieser zweiten Möglichkeit reichen die Beobachtungen der Ballonfahrten zwar nicht aus. Es seien jedoch einige theoretische Überlegungen mitgeteilt, die für das Verständnis der Zusammenhänge von Bedeutung sein dürften.

Zunächst soll für chemisch-hyroskopische Kerne die *Beziehung der Kerngröße zur Feuchtigkeit* im Gleichgewicht zwischen Kondensation und Verdampfung untersucht werden. Ähnlich wie die Kapillarkraft der Oberflächenspannung kleiner Tropfen, jedoch ihr entgegengesetzt gerichtet, denken wir uns eine „*hyroskopische Kraft*“ des Tropfens. Diese erniedrigt den Dampfdruck des Tropfens unter den seiner Krümmung entsprechenden Wert und strebt, den Tropfen durch Kondensation zu vergrößern. Im Gleichgewicht ist die hyroskopische Dampfdruckerniedrigung

$$H = e_s - e.$$

$e_s$  ist der Sättigungsdruck,  $e$  der herrschende Dampfdruck in mm Hg. Der *Sättigungsunterdruck* ( $e_s - e$ ) des in der Luft enthaltenen Wasserdampfs strebt, den Tropfen durch Verdampfung zu verkleinern.

Die chemische Anziehungskraft, welche von dem im Tropfen gelösten hyroskopischen Agens (etwa  $\text{SO}_2$ ) auf den umgebenden Wasserdampf ausgeübt wird, nehmen wir als proportional der Volumkonzentration des Agens im Tropfen, also umgekehrt proportional dem Tropfenvolumen an:

$$H = \frac{h}{\frac{4}{3} \pi r^3}.$$

$h$  ist die hyroskopische Dampfdruckerniedrigung für einen Tropfen vom Volumen 1, eine jeweils durch die chemische Natur und die absolute, im Tropfen vorhandene Menge des hyroskopischen Agens bestimmte Konstante. Dann ist im Gleichgewicht:



$$(1) \quad e_s - e = \frac{h}{4/3 \pi r^3}$$

Die Gleichung ergibt nahe unterhalb der Sättigung ( $e_s = e$ ,  $r = \infty$ ) Kondensation bis zu großen Tropfen, was mit der beobachteten sichtbaren Nebelbildung chemisch-hygrokopischer Kerne bereits nahe unterhalb der Sättigung übereinstimmt. Die Formel gilt zunächst für einen einzelnen Tropfen und gestattet, die Änderung der Tropfengröße bei Änderung der Luftfeuchtigkeit anzugeben. Sie kann aber auch auf die Gesamtheit einer größeren Anzahl von Tropfen einer Luftschicht angewandt werden, sofern man einen konstanten mittleren Wert von  $h$  für die Tropfenmenge als existierend annimmt. Hat man mehrere verschiedene, aber vergleichbar zusammengesetzte Tropfenmengen mit konstantem mittlerem  $h$ , so läßt sich das Verhältnis ihrer mittleren Tropfengrößen auf Grund der verschiedenen Luftfeuchtigkeiten nach Gleichung (1) angeben.

Der Vollständigkeit halber ist noch der Betrag abzuschätzen, um den die psychrometrisch oder mit dem Haarygrometer gemessene, dampfförmige Luftfeuchtigkeit erniedrigt wird, wenn die hygrokopischen Kerne bei zunehmender Luftfeuchtigkeit flüssiges Wasser binden. Lassen wir z. B. bei  $+10^\circ \text{C}$  die relative Feuchtigkeit von 50 auf 80 Proz. wachsen, so ist das Verhältnis der Kernvolumina nach und vor dieser Zunahme gemäß Gleichung (1):

$$\frac{r_{80}^3}{r_{50}^3} = \frac{(e_s - e)_{50}}{(e_s - e)_{80}} = \frac{9,2 - 4,6}{9,2 - 7,4} = 2,6.$$

Wir haben weiter oben für 1000 m Höhe die Kernzahl zu 5000 im  $\text{cm}^3$  und den Kernradius zu  $r = 10^{-5} \text{ cm}$  angenommen und die in den Kernen enthaltene flüssige Wassermenge zu  $2,1 \cdot 10^{-6} \text{ g}$  im  $\text{m}^3$  Luft berechnet. Bei der vorausgesetzten Zunahme der relativen Feuchtigkeit von 50 auf 80 Proz. nimmt diese Flüssigkeitsmenge zu auf:

$$2,6 \cdot 2,1 \cdot 10^{-6} = 5,4 \cdot 10^{-6} \text{ g im m}^3 \text{ Luft,}$$

also um den Betrag:  $3,3 \cdot 10^{-5} \text{ „ „ „ „}$ .

Da die gleichzeitige Zunahme des Wasserdampfgehalts  $2,8 \text{ g/m}^3$  beträgt, so wird diese Zunahme nur um 0,0012 Proz. durch Kondensation auf den hygrokopischen Kernen verringert. Dieser geringe Betrag ist vollständig zu vernachlässigen.

Zur Prüfung der Gleichung (1) können wir den von Aitken<sup>1)</sup> gefundenen und von anderen bestätigten<sup>2)</sup> *Zusammenhang zwischen Kernzahl, Feuchtigkeit und Sicht* am Boden benutzen. Bei gleichbleibender Luftfeuchtigkeit fand Aitken für das Produkt aus Kernzahl und Sichtweite eine gewisse Konstanz, allerdings mit erheblichen Schwankungen, die ihren Hauptgrund wohl darin haben, daß eine zuverlässige Bestimmung der Lufttrübung durch Schätzung der Sichtweite nicht möglich ist und der Einfluß der Beleuchtung durch die Sonne nicht hinreichend berücksichtigt wurde. Von der Feuchtigkeit soll die trübende Wirkung der Kerne nach Aitken in der Weise abhängen, daß für eine gegebene Kernzahl die Durchsichtigkeit der Luft nahezu, jedoch nicht ganz proportional ist der psychrometrischen Differenz. Zahlreiche Beobachtungen sind von Aitken zu folgenden Mittelwerten zusammengefaßt worden, indem die „Kernzahl für vollständige Trübung“ durch Multiplikation der Sichtweite mit der Kernzahl im  $\text{cm}^3$  gebildet wurde:

Psychrometrische Differenz	Kernzahl für vollständige Trübung
2 bis 4° F.	$1,25 \cdot 10^{10}$
4 „ 7° „	1,71
7 „ 10° „	2,26

Die relative Feuchtigkeit oder die Lufttemperatur ist dabei nicht angegeben.

Von einer auch nur angenäherten Proportionalität zwischen der psychrometrischen Differenz einerseits und der Sichtweite für gegebene Kernzahl (oder der Kernzahl für gegebene Sichtweite) andererseits, ist, wie man sieht, nicht die Rede. Die folgende Überlegung zeigt, daß eine solche einfache Beziehung auch nicht zu erwarten ist, und daß die Sicht in anderer Weise von der Kernzahl und Kerngröße und damit von der Luftfeuchtigkeit abhängen wird.

Wir nehmen an, daß die Änderungen der Sicht hauptsächlich dadurch bewirkt werden, daß das beobachtete entfernte Ziel in verschiedenem Grade durch die Kondensationskerne

1) J. Aitken, l. c.

2) K. Kähler, Tätigkeitsbericht d. Kgl. Preuß. Meteorolog. Inst. 1911. p. 137; G. Jenrich, Diss. Halle 1914. p. 24.



abgedeckt wird, was wahrscheinlich bei bedecktem, dunstigem Wetter ohne Sonnenschein der Fall ist. Da bei Sonnenschein das Phänomen komplizierter ist, derart, daß man sogar zunehmende Sicht bei wachsender Kernzahl beobachten kann<sup>1)</sup>, sei nur bedecktes Wetter in Betracht gezogen. Dann kann man den Betrag der Abdeckung  $A_i$  des Ziels durch die auf der Strecke  $l$  befindlichen Kerne proportional setzen dieser Strecke  $l$ , mal der Kernzahl  $K$  im  $\text{cm}^3$ , mal der Kernprojektion  $\pi r^2$ , wenn  $r$  der Kernradius ist. Also wird:

$$(2) \quad A_i = \text{prop. } l K r^2.$$

$\frac{A_i}{l} = A$  ist die Abdeckung für die Einheit der Entfernung.

Die Abdeckung ist das Verhältnis der abgedeckten zur freibleibenden Zielfläche und wird nach der Annahme gleichgesetzt dem optischen Trübungsgrad der Luft.

Die Sicht  $S$  sei definiert als der reziproke Wert des Trübungsgrades für die Einheit der Entfernung:

$$(3) \quad S = \frac{l}{A_i} = \frac{1}{A} = \text{prop. } \frac{1}{K \cdot r^2}.$$

Die Sicht  $S$  wird gemessen entweder mit dem *Sichtmesser*<sup>2)</sup> als diejenige Entfernung in Kilometern, auf der die jeweilige Lufttrübung den willkürlich vorbestimmten Trübungsgrad 1 des Sichtmessers hat; oder weniger genau als die dem so definierten  $S$  proportionale „Sichtweite“  $S'$ . (Vgl. Nachtrag 1 am Schluß.)

Setzen wir nun aus der für hygroskopische Kerne angenommenen Gleichgewichtsbeziehung (1) zwischen dem Kernradius  $r$  und der durch den Sättigungsunterdruck  $(e_s - e)$  definierten Luftfeuchtigkeit den Ausdruck

$$r = \sqrt[3]{\frac{h}{4/3 \pi (e_s - e)}}$$

in Formel (3) ein und ziehen sämtliche Konstanten zusammen, so wird:

$$(4) \quad S = c \cdot \frac{(e_s - e)^{3/2}}{K}.$$

1) J. Aitken, l. c. und Trans. Roy. Soc. Edinburgh 39. p. 15. 1900; Proc. Roy. Soc. Edinburgh 31. p. 478. 1911; 32. p. 183. 1912; G. Jenrich, Diss. Halle 1914. p. 24.

2) A. Wigand, Physik. Zeitschr. 20. p. 151. 1919.

Die Größe

$$c = \frac{KS}{(e_s - e)^{1/2}}$$

oder

$$c' = \frac{KS'}{(e_s - e)^{1/2}}$$

soll bei Variierung von Kernzahl, Sicht und Luftfeuchtigkeit konstant bleiben.

Setzt man die Mittelwerte der Aitkenschen Beobachtungen ein, indem man, da die Beobachtungen im Sommer in England stattfanden, eine mittlere Lufttemperatur von 20° C., entsprechend einem Sättigungsdruck  $e_s = 17,4$  annimmt, so ergibt sich:

Psychrometrische Differenz	$e$	$KS' \cdot 10^{-10}$	$c' \cdot 10^{-9}$
1,1 bis 2,2° C	15,7 bis 14,1	1,25	8,8 bis 5,6
2,2 „ 3,9° „	14,1 „ 11,7	1,71	7,7 „ 5,4
3,9 „ 5,5° „	11,7 „ 9,6	2,26	7,1 „ 5,7

Abgesehen vom ersten Wert für  $c'$ , der zu einer hohen relativen Feuchtigkeit von 90 Proz. gehört, ist die Konstanz durchaus befriedigend, wenn man der Art dieser Beobachtungen Rechnung trägt. Die Annahmen über die Zusammenhänge zwischen Luftfeuchtigkeit und Kerngröße nach Gleichung (1) und zwischen Sicht, Kernzahl und Feuchtigkeit nach Gleichung (4) scheinen sich demnach zu bestätigen. Genauere Messungen mit dem Sichtmesser sind im Gange, und ihr Ergebnis bleibt vor einer endgültigen Beurteilung der Ansätze abzuwarten.

Zur Aufstellung einer *Beziehung zwischen Größe und Fallgeschwindigkeit der Kerne* bedürfen wir einer Vorstellung über die *absolute Größe der Kerne*. Diese liegt erfahrungsgemäß unterhalb der Grenze der mikroskopischen Sichtbarkeit. Abmann<sup>1)</sup> schätzt den Durchmesser der Dunsttröpfchen auf Grund vergeblicher Versuche, den Verdampfungsrückstand von Nebeltropfen im Mikroskop zu sehen, auf kleiner als  $5 \cdot 10^{-5}$  cm,

1) R. Abmann, Meteorolog. Zeitschr. 2. p. 41. 1885.

A. Wegener<sup>1)</sup> auf kleiner als  $2,5 \cdot 10^{-5}$  cm. Da die aus Kernen bestehenden Dunstmassen die Farben trüber Medien zeigen, nämlich bläuliches zerstreutes und rötliches durchgelassenes Licht, so ist der Durchmesser der Kerne *höchstens von der Größenordnung der Wellenlänge des kurzwelligen sichtbaren Lichtes*, also  $4 \cdot 10^{-5}$  cm, wahrscheinlich sogar nicht unerheblich kleiner. Die Sichtbarmachung der Kerne wird voraussichtlich im Ultramikroskop gelingen. (Vgl. Nachtrag 2 am Schluß.)

Nehmen wir  $r = 4 \cdot 10^{-5}$  als höchsten vorkommenden Wert des Kernradius an, so kann die Fallgeschwindigkeit  $v$  aus dem Radius  $r$  nach der Stokes-Kirchhoffschen Formel<sup>2)</sup> berechnet werden:

$$v = \frac{2 r^2 g}{9 \mu},$$

worin  $\mu$  den Koeffizienten der inneren Reibung,  $g$  die Schwerebeschleunigung bedeutet. Wir erhalten dann:

$$v = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ cm/sek} = 0,12 \text{ cm/min},$$

also einen sehr kleinen Wert, der für die in Wirklichkeit jedenfalls viel kleineren Kernradien noch erheblich kleiner wird.

Für Kerne von der Größe  $r = 4 \cdot 10^{-5}$  cm und eventuell größere ist die Fallgeschwindigkeit  $v$  proportional  $r^2$ , unabhängig vom Luftdruck und nur wenig abhängig von der Temperatur, indem sie, entsprechend der Änderung von  $\mu$  mit der Temperatur, für  $10^\circ$  Erwärmung um etwa 3 Proz. abnimmt.

Wahrscheinlicher ist jedoch die Größenordnung  $1 \cdot 10^{-6}$  cm für den größten Radius der Kerne. Bei solchen und noch kleineren Kernen, nämlich bei Tropfenradien unterhalb  $4 \cdot 10^{-5}$  cm, muß an der Stokes-Kirchhoffschen Formel eine *Korrektion wegen der Gleitung* angebracht werden, da die innere Reibung der Luft nicht mehr allein für den Widerstand des fallenden Tropfens maßgebend ist, wenn der Radius mit der mittleren freien Weglänge der Luftmolekeln (Größenordnung  $10^{-6}$  cm) vergleichbar ist. Verschiedene Ansätze für diese Gleitungs-

1) A. Wegener, Thermodynamik der Atmosphäre, Leipzig 1911. p. 251.

2) G. Kirchhoff, Mechanik, Leipzig 1876, 26. Vorlesung, p. 381; A. Wegener, l. c. p. 256.

korrektur<sup>1)</sup> auf Grund von Versuchen und gas-theoretischen Betrachtungen ergeben für die Fallgeschwindigkeit äußerst kleiner Tröpfchen:

$$v = \text{prop.} \frac{r}{\varrho \sqrt{T}} = \text{prop.} \frac{r \sqrt{T}}{b} \text{ (Reinganum),}$$

wo  $\varrho$  die Luftdichte,  $T$  die absolute Temperatur und  $b$  den Luftdruck bedeutet.

Wenn auch dieser für extrem kleine Tröpfchen gültige Ansatz bei den Kondensationskernen der Atmosphäre wohl nicht streng anwendbar sein wird, so ist für die Kerne, da sie kleiner sind als für den Gültigkeitsbereich der Stokes-Kirchhoffschen Formel, doch zu erwarten, daß ihre Fallgeschwindigkeit  $v$  sich mit  $r$  langsamer ändern wird als proportional  $r^2$  und vom Luftdruck und der Temperatur merklich abhängig sein wird.

Für den Zusammenhang zwischen Kernzahl und Fallgeschwindigkeit, wie sie sich aus der durch die Feuchtigkeit bedingten Kerngröße und mit Berücksichtigung von Luftdruck und Temperatur für übereinander liegende dünne Schichten ergibt, wurden auf Grund der vorstehenden Überlegungen einige Ansätze aufgestellt und an dem vorliegenden Beobachtungsmaterial der Ballonfahrten geprüft. Die Beobachtungen bei einfachen Fällen der Luftschichtung sind jedoch noch zu spärlich, um über die quantitative Formulierung der qualitativ festgestellten Beziehung zu entscheiden.

Die Kapillarkraft der Oberflächenspannung, die bei der Kondensation der hygroskopischen Kraft entgegenwirkt, kann für die chemisch-hygroskopischen Kerne von der angenommenen Größe  $r = 1 \cdot 10^{-5}$  cm vernachlässigt werden, da Tropfen von diesem Krümmungsradius auf Grund ihrer Krümmung nach der Thomsonschen Formel mit nur 1 Proz. Übersättigung im Gleichgewicht sind<sup>2)</sup> und diese Kerne bereits weit unterhalb der Sättigung kondensierend wirken. Soweit in der Atmo-

1) M. Reinganum, Verh. d. d. Physik. Ges. 12. p. 1025. 1910; E. Cunningham, Proc. Roy. Soc. London (A) 83. p. 357. 1910; M. Knudsen u. S. Weber, Ann. d. Phys. 36. p. 981. 1911; L. W. McKeehan, Phys. Ztschr. 12. p. 707. 1911.

2) A. Wegener, l. c. p. 71.

sphäre solche chemisch-hygroskopischen Kerne eine wesentliche Rolle bei der Nebelbildung spielen, wird die nach der Tropfenkrümmung zum Eintreten der Kondensation erforderliche Übersättigung nicht wesentlich wirksam.

2. *Bildung und Auflösung von Wolken* hat für den Kerngehalt und die vertikale Kernverteilung einer Schicht ausschlaggebende Bedeutung, auch noch längere Zeit nach dem Stattfinden des Wolkenprozesses, so daß man aus der vertikalen Kernverteilung mitunter auf die vorangegangenen Wolkenvorgänge einer Schicht schließen kann.

Die Kerne werden bei der *Wolkenbildung* zu Zentren der Wolkenelemente (Nebeltröpfchen oder Eiskristalle), so daß in der Wolkenluft mitunter keine freien Kerne übrigbleiben, besonders dann, wenn die Wolke in kräftiger Neubildung begriffen ist (Fahrt 1 für Ni, Str, AStr, CiStr; Fahrt 9 für CiStr; Fahrt 11 für AStr und ACu; Fahrt 13 für CuNi). Jedoch kommt es auch vor, daß in einer Wolke bei weitem nicht alle Kerne zur Kondensation verbraucht werden, wenn nämlich die vorhandene Feuchtigkeit nicht ausreicht (Fahrt 5 für Str und Cu; Fahrt 14 für Str über 1670 m).

Bei der *Wolkenauflösung* sind in der Wolkenluft freie Kerne als Rückstand von verdampften Wolkenelementen vorhanden und auch häufig nach dem Verschwinden der Wolke an ihrer Stelle als Dunst sichtbar<sup>1)</sup> (Fahrt 1 in 1900 bis 3000 m, Rückstand von aufgelöstem Str).

Die Fallgeschwindigkeit der bei der Wolkenbildung aus den Kernen entstandenen Wolkenelemente ist größer als die der Kerne selbst. Auf diese Weise werden die in den Wolkenelementen enthaltenen Kerne nach einer tieferen Schicht verschoben, wo sie entweder bei Auflösung der Wolke verbleiben; oder sie werden durch *Niederschläge* vollständig aus der Atmosphäre ausgefällt und auch durch Anlagerung an den fallenden Niederschlag ausgewaschen (Fahrt 1 beim Abstieg in 1200 m, vorher Ni). Niederschläge können ferner durch Mitreißen von kernarmer Luft aus größerer Höhe den Kerngehalt einer Luftschicht, etwa der Bodenschicht (nach Aitken) herabsetzen.

1) H. v. Ficker, Meteorol. Ztschr. 1906. p. 31 u. 180.

3. *Luftdichte (Temperatur und Druck).* Da der Radius der Kerne kleiner als  $4 \cdot 10^{-6}$  cm ist, so muß man erwarten, daß gemäß der für die Gleitung korrigierten Stokes-Kirchhoffschen Formel die Fallgeschwindigkeit und damit auch die vertikale Verteilung der Kerne von der Luftdichte beeinflußt wird. Die Kerne werden bei Zunahme der Temperatur und Abnahme des Luftdrucks schneller fallen, wenn ihre Größe unverändert bleibt. Dieser Einfluß scheint jedoch im allgemeinen gegenüber dem der Luftfeuchtigkeit, Wolkenbildung und Wolkenauflösung gering zu sein, kann aber in stabilen Schichten (Inversionen, Isothermien) von größerer Mächtigkeit merklich werden und den Einfluß der Feuchtigkeit überkompensieren. In solchen Schichten nimmt die Temperatur mit zunehmender Höhe (also bei abnehmendem Luftdruck) zu oder bleibt konstant, während die relative Feuchtigkeit in der Regel abnimmt. Die geringe Luftdichte oben bewirkt alsdann trotz der geringeren Feuchtigkeit ein schnelleres Herausfallen der Kerne und damit eine kleinere Kernzahl als unten. *Die Kurve der Kernzahlen hat dann in einem mittleren Teile der Schicht ein Maximum.* Beispiele hierfür zeigen Fahrt 2 in 480 bis 1120 m, Fahrt 3 in 345 bis 415 m, Fahrt 6 und 7 in 580 bis 1605 m.

4. *Vertikale Luftbewegung.* Der allgemeine Charakter der vertikalen Luftbewegung im Hoch und Tief bewirkt für die mittlere Kernverteilung bis in größere Höhen hinauf den charakteristischen Unterschied, daß durch die vorwiegend absteigende Strömung der Antizyklone eine Anhäufung von Kernen in den untersten Schichten, durch die vorwiegend aufsteigende Bewegung der Zyklone dagegen eine relative Anreicherung der höheren Schichten mit Kernen eintritt (vgl. Abschnitt IVa).

Außerdem spielt die *besondere Vertikalbewegung einer Schicht* für den Verlauf der Kernzahl in dieser Schicht eine Rolle.

Eine *gleichmäßige Hebung oder Senkung* einer kernhaltigen Dunstschicht findet statt, wenn die Kerne steigen oder fallen infolge ihrer Erwärmung über die Temperatur der umgebenden Luft durch Absorption der Sonnenstrahlung tags oder Abkühlung unter die Lufttemperatur durch Ausstrahlung nachts. Diese Erwärmung und Abkühlung der Kerne überträgt sich auf die Luftmasse, in die sie eingebettet sind, und bringt diese zu-



sammen mit den Kernen zum Steigen und Fallen.<sup>1)</sup> Durch die zunehmende Erwärmung im Laufe eines Tages kann eine kernhaltige Dunstschicht gelockert oder sogar nahezu aufgelöst werden; die obere Dunstgrenze hebt sich (z. B. bei Fahrt 2 von 480 auf 590 m) und mit ihr gelangen Kerne nach oben, während die Kernzahl unten abnimmt (z. B. bei Fahrt 3 in 410 m).

Auch die Vertikalbewegung, wie sie als Folge des Windsprunges an Schichtgrenzen besteht [z. B. als Ursache der Pepperschen Inversionen<sup>2)</sup>], hat trotz turbulenter Mikrostruktur einen gleichmäßigen Charakter und ist durch Mitführung von kernreicher oder kernarmer Luft nach oben oder unten mitbestimmend für die vertikale Kernverteilung solcher Schichten.

Andersartig wirkt eine durch ungleichmäßige Erwärmung angetriebene, *böige vertikale Luftbewegung* mit grob inhomogener Struktur in einer instabilen Luftschicht auf die vertikale Kernverteilung. Es ist meist die Bodenluftschicht, die mehr oder weniger hoch hinauf vom Spiel der lokal begrenzten, auf- und absteigenden Luftströme beherrscht wird, soweit ihre Stabilität dies zuläßt. Aber auch höher gelegene Schichten, unterhalb deren Ruhe besteht, zeigen mitunter infolge ihrer Instabilität solche Bewegungen.

Eine Folge hiervon bis zur Höhe von einigen hundert Metern über dem Boden sind *lokale Schwankungen der Kernzahl*, bedingt durch den Charakter des Geländes und seine jeweilige Kernproduktion.

Weiterhin erklärt sich auf diese Weise eine auffällige Erscheinung, nämlich die *Zunahme der Kernzahl vom Boden aus nach oben*, ohne daß diese Zunahme, wie in einer Inversion, durch gleichzeitige Abnahme der Feuchtigkeit begründet wäre. Beispiele hierfür zeigen die Fahrten 3, 10, 11. Auch in höher gelegenen Schichten kommen dieselben Verhältnisse vor (Fahrt 5

1) F. Linke, Aeronaut. Meteorologie, Frankfurt a. M. 1911, 2. p. 48; C. Dorno, Licht und Luft des Hochgebirges, Braunschweig 1911. p. 77; A. Gockel, Luftelektr. Beobacht., Neue Denkschr. d. Schweiz. Naturf. Ges. 54. Abh. 1. p. 24 u. 29. 1917.

2) W. Pepppler, Arbeiten d. Kgl. Preuß. Aeronaut. Obs. Lindenberg 7. p. 243. 1912; 8. p. 255. 1913.

in 680 bis 1120 m; Fahrt 12 in 695 bis 900 m). In allen solchen Fällen ist die betreffende Luftschicht infolge ihres großen Temperaturgradienten instabil und setzt der vertikalen Luftbewegung keinen Widerstand entgegen. Die aufsteigenden erwärmten Luftmassen mit hoher Kernzahl, besonders Rauchsäulen, kommen dann an der oberen Grenze der Schicht in einer darüber liegenden Sperrschicht zum Halten und breiten sich pinienartig aus. In dieser Sperrschicht, die sich fast immer nachweisen läßt, erreicht die Kernzahl ihr Maximum.

#### c) Dunstschichten.

Als Dunstschicht bezeichnet man eine Luftschicht, wenn das Auge in ihr eine Trübung bemerkt, sei es durch Begrenzung der Fernsicht oder durch die eigentümliche, bläuliche, weißliche oder graue Färbung, die der Dunst der Luft erteilt. Der *Kerngehalt von Dunstschichten* ist häufig besonders groß, jedoch keineswegs immer. Denn es gibt Lufttrübungen, deren mechanische Elemente nicht Kondensationskerne sind, sondern gröberer oder feinerer *Staub*, der bei der Nebelbildung unwirksam bleibt.<sup>1)</sup> Auch kann durch optische Inhomogenität der Luft (*Schlierenbildung*) dunstartige Trübung entstehen.

Staubtrübung ohne Kernwirkung kommt besonders in den bodennahen Schichten, aber auch in allen Höhenlagen vor.<sup>2)</sup> Die anomale Trübung der Atmosphäre von 1912 brachte keine Erhöhung der Kernzahl mit sich.<sup>3)</sup> Die durch Wüstenstaub bei Scirocco stark getrübe Luft in Palästina ist nach Herrn Koppes Beobachtungen auffallend kernarm (vgl. Abschnitt IIa).

Besteht der Dunst dagegen vorwiegend aus Kernen, und zwar aus hygrokopischen Kernen, so kann eine *Parallelität von Kernzahl und Dunststärke* auftreten, jedoch nur bei konstanter Luftfeuchtigkeit. Ändert sich die Luftfeuchtigkeit bei konstanter Kernzahl, so ändert sich die Dunststärke mit der Feuchtigkeit gleichsinnig. Im Abschnitt IVb 1 ist diese Beziehung näher untersucht worden.

1) Näheres hierüber im Abschnitt IIa.

2) J. v. Hann, Lehrb. d. Meteorologie, 3. Aufl., Leipzig 1915. p. 15.

3) A. Wigand, Meteorolog. Zeitschr. 1912. p. 533; 1913. p. 249.



Bei den hier behandelten Ballonfahrten ist einige Male eine deutliche Parallelität von Kernzahl und Dunststärke festgestellt worden (Fahrt 5 in 680 bis 1120 m; Fahrt 6 in 1250 bis 1310 m).

Mit der Tatsache mehrerer Kernzahlmaxima und Minima übereinander steht die Beobachtung im Einklang, daß häufig mehrere, durch dunstfreie Zwischenräume getrennte Dunstschichten (oder Dunststreifen von geringer Mächtigkeit) übereinander auftreten (Fahrten 5, 6, 10). Man kann dies auch vom Boden aus in den unteren Luftschichten nicht selten beobachten.<sup>1)</sup> In größerer Höhe konnte ich eine solche abgetrennte Dunstschicht über dunstfreier Luft in 4400 bis 5150 m gelegentlich einer Hochfahrt am 28. September 1912 feststellen.<sup>2)</sup>

Zwischen Dunststärke und Luftfeuchtigkeit wird gleichfalls öfters im Ballon ein paralleles Verhalten beobachtet. Wenn der Dunst aus hygroskopischen Kernen besteht, so ist seine Dichte an der Basis von Cu und allgemein vor Entstehung von Wolken, wo die Feuchtigkeit hoch ist, besonders groß.<sup>3)</sup> In einer Dunstschicht scheint die Trübung meist nahe an ihrer oberen Grenze am stärksten zu sein, was entweder in hoher Feuchtigkeit oder großer Kernzahl begründet ist.

Zum genaueren Studium der Beziehungen zwischen Kernzahl, Dunststärke und Feuchtigkeit fehlte es bisher an einer brauchbaren Meßmethode für die Dunststärke (Sicht). Es ist zu hoffen, daß der *Sichtmesser*<sup>4)</sup> hierzu nützlich sein wird.

Die schon von anderen Beobachtern aufgeworfene, aber noch nicht gelöste Frage nach den Bedingungen für die Ausbildung einer nach oben scharfen Grenze einer Dunstschicht, läßt sich auf Grund der Beobachtungen bei den 14 Ballonfahrten nunmehr beantworten. A. Wegener<sup>4)</sup> hält es für nicht unwahrscheinlich, daß ein Sprung der relativen Feuchtigkeit an der Dunstgrenze die alleinige Ursache für die markante Änderung der Durchsichtigkeit der Luft sei, daß also nur die Kerngröße und nicht die Kernzahl oberhalb und unterhalb der

1) H. v. Ficker, Meteorolog. Zeitschr. 1906. p. 31; A. Wigand, Beitr. z. Phys. d. freien Atm. 5. p. 189. 1913.

2) A. Wigand, Meteorolog. Zeitschr. 1912. p. 533.

3) A. Wigand, Physik. Zeitschr. 20. p. 151. 1919.

4) A. Wegener, l. c. p. 245—248.

Schichtgrenze erheblich verschieden ist. Nach Linke<sup>1)</sup> soll dagegen die Dunstgrenze, die mit der unteren Grenze einer Inversion zusammenfallend angenommen wird, eine besonders hohe Kernzahl besitzen, da die Fallgeschwindigkeit der Kerne in der wärmeren, oberen Schicht größer ist als in der kälteren in der Dunstgrenze.

Beide Anschauungen enthalten etwas Richtiges. Die Beobachtungen zeigen jedoch, daß die wirklichen Verhältnisse verwickelter sind.<sup>2)</sup> Bei den hier behandelten Ballonfahrten ist in 12 Fällen das Verhalten von Temperatur, Feuchtigkeit und Kernzahl beim vertikalen Durchfahren einer Dunstgrenze soweit beobachtet worden, daß man danach ungezwungen zwei *verschiedenartige Klassen von Dunstgrenzen* zu unterscheiden hat und ihre Entstehung erklären kann.

Eine scharfe Dunstgrenze tritt in einer bestimmten Höhe auf, entweder

1. bei *hoher*, über der Dunstgrenze schnell abnehmender *relativer Feuchtigkeit*, verbunden mit *kleiner Kernzahl* ohne Maximum in und ohne Abnahme über der Dunstgrenze, während zuweilen verhältnismäßig *tiefe Temperatur* in der Dunstgrenze herrscht; oder

2. bei *niedriger relativer Feuchtigkeit*, verbunden mit *großer*, über der Dunstgrenze schnell abnehmender *Kernzahl*, während häufig relativ *hohe Temperatur* in der Dunstgrenze herrscht.

Folgende Beispiele sind für die beiden Klassen von Dunstgrenzen anzuführen:

1. Klasse		2. Klasse	
Fahrt:	Höhe:	Fahrt:	Höhe:
1	2980 m	2	480 (590) m
6	935 "	5	280 "
8	1450 "	6	1310 "
9	2800 "	7	580 "
10	1720 "		
10	2205 "		
11	1685 "		

1) F. Linke, Aeronaut. Meteorologie, Frankfurt a. M. 1911, 2. p. 42.

2) Vgl. auch R. Süring, Wissenschaftliche Luftfahrten, herausgeg. von R. Aemann und A. Berson, Braunschweig 1900, 2. p. 139.

Ausschlaggebend für die *Ausbildung der Dunstgrenze* ist, daß im ersten Falle die Feuchtigkeit, im zweiten Falle die Kernzahl in der betreffenden Höhe ein scharfes Maximum hat oder wenigstens nach oben schnell abnimmt.

Bei der *ersten Klasse* sind die Kerne zwar nicht besonders zahlreich, aber wegen der hohen Feuchtigkeit gerade in der Dunstgrenze sehr groß und wirken daher optisch als starker Dunst, während dicht darüber wegen der geringen Feuchtigkeit die Kerne klein sind und deshalb die Luft besonders rein erscheint. Die infolge der großen Feuchtigkeit großen Kerne haben in der Dunstgrenze eine große Fallgeschwindigkeit, wodurch die Kernzahl jedenfalls nicht hoch sein kann und über wie unter der Dunstgrenze nicht wesentlich verschieden ist. Häufig (jedoch nicht immer) ist in Verbindung mit dem Feuchtigkeitsmaximum ein *Temperaturminimum* vorhanden (untere Grenze einer Inversion oder Isothermie), das aber keinen direkten Einfluß auf Kernzahl und Dunststärke hat.

Bei der *zweiten Klasse* sind die Kerne in der Dunstgrenze wegen der geringen Feuchtigkeit zwar klein, haben sich dort aber infolge ihrer durch ihre Kleinheit bewirkten geringen Fallgeschwindigkeit stark angehäuft und wirken aus diesem Grunde als wesentlich stärkerer Dunst im Vergleich mit der kernarmen Luft dicht darüber. Die Ansammlung der Kerne in der Dunstgrenze und darunter hat ihre Ursache in der durch relativ hohe Temperatur bewirkten geringen Luftdichte über der Grenze; man findet die Dunstgrenzen dieser Art meist im oberen Teile einer Inversion oder Isothermie, im Zusammenhang mit der geringen Feuchtigkeit in gleicher Höhe.

Dunstgrenzen gelten aeronautisch als *Stabilitätszonen*. Sie sind es jedenfalls in den Fällen der zweiten Klasse, da sich hier die Grenze im Innern einer als Sperrschicht wirkenden Inversion oder Isothermie befindet, wodurch die Luft oberhalb wie unterhalb der Dunstgrenze stabil ist. Bei der ersten Klasse beginnt manchmal mit der Dunstgrenze nach oben zu eine stabile Schicht.

Die *vertikale Temperaturverteilung unter und über einer Dunstgrenze* braucht nicht notwendig als Ursache zur Ausbildung der Dunstgrenze beigetragen zu haben, sie kann umgekehrt auch durch die *Dunstschicht und ihre obere Begrenzung*

maßgebend beeinflusst sein, und zwar dadurch, daß sich eine Dunstschicht zur Sonnenstrahlung anders verhält als reine Luft. Diese Wirkung zeigt sich für die beiden Klassen von Dunstgrenzen in verschiedener Weise.

Bei Dunstgrenzen der ersten Klasse ist mitunter die Luftschicht über der Dunstgrenze relativ warm. Fahrt 1 in 2980 m, Fahrt 9 in 2800 m, Fahrt 10 in 1720 und 2205 m zeigen, daß über der Dunstgrenze jedesmal eine Isothermie liegt und unter der Grenze normale Temperaturabnahme nach oben herrscht. Zur Erklärung dieser Erscheinung kann man annehmen, daß die Dunstgrenze durch Reflexion der Sonnenstrahlung an den Dunsteilchen die Erwärmung der nächsten höher liegenden Luftschicht bewirkt hat, ähnlich wie auch die Erdoberfläche oder eine Wolkenoberfläche auf die darüberliegende Luftschicht erwärmend wirkt. Dadurch würde eine vorher bestehende normale Temperaturabnahme nach oben abgeschwächt und in eine Isothermie oder Inversion verwandelt werden. Die Dunstgrenze bewirkt alsdann eine Stabilisierung der über ihr liegenden Luftschicht.

Bei der zweiten Klasse von Dunstgrenzen ist die Luftschichtung unterhalb der Grenze stabiler als darüber. Fahrt 2 zeigt, daß der untere Teil der Inversion bis zur Dunstgrenze in 480 m eine stärkere Temperaturzunahme nach oben hat als der über der Grenze liegende Teil der Inversion. Bei Fahrt 5 liegt unter der Dunstgrenze in 280 m eine Inversion, darüber eine Isothermie. Bei Fahrt 6 ist die Temperaturzunahme nach oben unterhalb der Grenze des Dunststreifens in 1310 m größer als darüber; Fahrt 7 zeigt dasselbe für die Dunstgrenze in 580 m. Die Erklärung für diese Erscheinung ist darin zu finden, daß die Sonnenstrahlung in den oberen Teilen der Dunstschicht durch die zahlreichen Kerne stark absorbiert wird und eine Erwärmung der umgebenden Luft bewirkt. Eine Folge dieser Erwärmung ist dann auch das Steigen der Dunstgrenze (Fahrt 2 von 480 auf 590 m) und die Auflockerung der Dunstschicht (vgl. Abschnitt IVb 4).

#### V. Zusammenfassung.

1. Bei 14 Freiballongfahrten wurden Messungen der Kondensationskernzahl und der meteorologischen Elemente mit

besonderer Berücksichtigung der Luftschichtung bis 9000 m Höhe ausgeführt.

2. Die Gesetzmäßigkeiten für die Änderung der Kernzahl mit der Höhe werden aus den Beobachtungen abgeleitet und erklärt.

3. Die Berechnung der mittleren vertikalen Kernverteilung bei antizyklonalem Wetter ergibt drei Hauptstufen, innerhalb deren die Kernzahl logarithmisch mit zunehmender Höhe abnimmt. In jeder höheren der drei Hauptstufen nimmt die Kernzahl langsamer nach oben ab als in der tieferen.

4. Die zyklonale vertikale Kernverteilung weicht in bestimmter Weise von der antizyklonalen ab.

5. Die Unterschiede zwischen der vertikalen Kernverteilung im Einzelfalle und der mittleren werden durch die Luftschichtung bestimmt. Die Zustandskurve der Kernzahlen kann mehrere Maxima und Minima übereinander aufweisen.

6. In einer einheitlichen Luftschicht ändert sich die Kernzahl mit der Höhe nach Maßgabe der durch Luftfeuchtigkeit, Bewölkung, Luftdichte und vertikale Luftbewegung bedingten Fallgeschwindigkeit der Kerne; diese Zusammenhänge werden untersucht.

7. Eine Beziehung zwischen Luftfeuchtigkeit und Größe hygroscopischer Kerne wird aufgestellt und auf den Zusammenhang zwischen Luftfeuchtigkeit, Kernzahl und Sicht angewandt.

8. Die Eigenschaften kernhaltiger Dunstschichten werden behandelt und die Bedingungen für die Ausbildung einer scharfen Dunstgrenze geklärt.

Halle a. S., Physikalisches Institut der Universität,  
im März 1919.

(Eingegangen 7. April 1919.)

*Nachträge bei der Korrektur:*

1. (Zu p. 729, Abschnitt IVb 1.) Für die Sichtweite in Wolken und bei Regenfall hat W. Trabert (Meteorol. Zeitschr. 1901. p. 518) einen ähnlichen Ansatz wie Gleichung (3), der durch Beobachtungen bestätigt ist, aufgestellt: „Die deutliche Sehweite in einer Wolke ist

direkt proportional dem Radius der Tröpfchen und verkehrt proportional der in der Volumseinheit des Mediums enthaltenen Masse der Tropfen.“ Setzt man die Tropfenmasse in  $1 \text{ cm}^3$  gleich  $K \cdot \frac{4}{3} \pi r^3$ , so wird die Trabertsche Beziehung identisch mit Gleichung (3).

2. (Zu p. 731, Abschnitt IVb 1.) Für ungeladene Nebelkerne, die durch ultraviolettes Licht in feuchter Luft gebildet werden, fand S. Sachs (Diss. Heidelberg 1910; Ann. d. Phys. 34. p. 469. 1911) aus der zur Kondensation nötigen Übersättigung als größten Kernradius  $r = 7 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$ ; vgl. auch P. Lenard und C. Ramsauer, Heidelb. Ber. 1910, 31. Abh., p. 7. Diese Kerne sind anscheinend Molekelkomplexe des Gases ohne hygroskopisches Substrat und wirken unterhalb der Sättigung nicht sichtbar kondensierend. Für die großen (Langevin-) Ionen der Atmosphäre bestimmte J. A. Pollock (Phil. Mag. 29. p. 514. 1915) aus der Beweglichkeit die Größenordnung des Ionenradius zu  $2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$ . Diese Ionen wachsen zwar mit zunehmender Luftfeuchtigkeit, kondensieren aber sichtbar erst bei Übersättigung. Die für chemisch-hygroskopische Kerne aufgestellte Gleichung (1) für die Beziehung zwischen Kerngröße und Feuchtigkeit ist daher auf diese Ionen nicht anwendbar. Die kondensierende Wirkung der Ionen ist als Oberflächenwirkung anzusehen, während bei den chemisch-hygroskopischen Kernen eine Aufnahme des kondensierten Wassers in der gesamten Kernmasse, die sich in dem Wasser löst, stattfindet.

**2. Experimenteller Nachweis der Schwereänderung,  
die ein auf normal geformter Erdoberfläche in  
östlicher oder westlicher Richtung bewegter Körper  
durch diese Bewegung erleidet;**

**von Roland Eötvös.**

§ 1. Einleitung.

Daß ein Körper bei seiner Bewegung nach Osten an Schwere abnehmen, bei einer Bewegung gegen Westen aber zunehmen müßte, ist ein unbezweifeltes Postulat der Galilei-Newtonschen Mechanik. Die Größe dieser Schwerebeschleunigungsänderung beträgt auf ein ruhendes Sonnensystem bezogen

$$(1) \quad \Delta g = -2 \Omega \cos \varphi \frac{dy}{dt},$$

wo  $\Omega$  die Drehungsgeschwindigkeit der Erde bedeutet:

$$\Omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{86164} = 0,000073,$$

$\varphi$  die geographische Breite und  $dy/dt$  die Geschwindigkeit, bezogen auf ein rechtwinkeliges Koordinatensystem, in welchem die Achsen  $X, Y, Z$  mit den Himmelsrichtungen Nord, Ost und lotrecht nach unten zusammenfallen.

Ein direkter Nachweis der Richtigkeit des an sich so klaren Postulats ward aber bis vor einem Vierteljahrhundert noch nicht erbracht. Einen solchen haben wir erst den tiefbegründeten Bestrebungen zu verdanken, welche zur Erkenntnis der Schwereverhältnisse auch auf hoher See führten. Und merkwürdigerweise war es ein begangener Fehler, der den richtigen Weg vorzeichnete. („Citius enim emergit veritas e falsitate, quam e confusione.“ Baco).

Prof. Heckers zwei denkwürdige Fahrten auf hoher See: die im Jahre 1901 auf dem Atlantischen Ozean, die zweite vom 23. März 1904 bis zum 8. April 1905 auf dem Indischen Ozean und dem Großen Ozean erregten das Interesse eines



jeden, sich mit Fragen über Schwere beschäftigenden Fachmannes. So auch meines. Bald bemerkte ich, daß bei Berechnung der Resultate der Einfluß der Schiffsbewegung, der sich bei der sonst erreichten Genauigkeit mit gewissen im voraus berechenbaren Werten hätte fühlbar machen müssen, diesen Voraussetzungen nicht entsprach. Zur Hebung aller Zweifel ward nun die neue Durchsicht und neue Berechnung auch des älteren Beobachtungsmaterials wünschenswert. Prof. Dr. Hecker aber, an den ich mich mit der Bitte wandte, eine solche Neuberechnung zu veranlassen, tat noch ein Übriges. Es gelang seiner allen Schwierigkeiten gewachsenen Rührigkeit, die damalige kais. russ. Regierung zur Ausrüstung einer neuen Expedition zu gewinnen, und im Mai des Jahres 1908 führte er neue Fahrten und neue Messungen auf dem Schwarzen Meere aus, teilweise dieselben Wege auf der Meeresoberfläche, aber in entgegengesetzten Richtungen befahrend. Die Differenzen der Fahrtgeschwindigkeiten gegen Ost und gegen West erreichten hier nahezu 45 km pro Stunde; nach Formel (1) waren demnach die Schwerebeschleunigungsdifferenzen annähernd

$$\Delta g = 0,707 \cdot 0,000146 \frac{4\,500\,000}{8\,600} = 0,129,$$

eine Veränderung, groß genug, um schon bei den am primitivsten ausgeführten Versuchen der weiter unten festgestellten Methoden erkannt werden zu können. So wurde dann aus den scheinbaren Widersprüchen, die Heckers Beobachtungen auf hoher See wachzurufen schienen, die erste tatsächliche Bestätigung der alten Theorie gewonnen.

**§ 2. Möglichkeit, den Nachweis auch bei viel kleineren Geschwindigkeiten im Laboratorium zu erbringen. Die Resonanzmethode.**

Ein Blick auf Gleichung (1) zeigt uns, daß bei der Bewegung nach Osten die Schwerebeschleunigungsabnahme pro 1 cm/sec. Geschwindigkeit und 1 g Masse unter dem 45. Breitengrade  $\Delta g = -0,000103$ , also 1 Zehntausendstel der Beschleunigungseinheit in C.G.S., also etwa ein Zehnmillionstel des Körpergewichtes beträgt. Somit ist z. B. vorauszusehen, daß ein wohlgenährter Mann von 100 kg Gewicht bei seinem behäbigen Spaziergange mit 1 m Geschwindigkeit pro Sekunde auf normal geformter Erdoberfläche um



$$2 \frac{10\,000\,000}{10\,000} = 2000 \text{ C.G.S.},$$

d. i. um etwa 2 g Gewicht leichter ist, wenn er nach Osten fortschreitet, als wenn er dann gegen Westen zurückkehrt. Versuche aber, die eine Herstellung gleichmäßig gerader Bewegungen erheischen, sind kaum genau zu verwirklichen, und so nehmen wir auch in diesem Falle Zuflucht zur leichter und genauer herstellbaren Kreisbewegung.

Ein Körper etwa von der Form eines an den Enden belasteten Wagebalkens soll um eine dem Schwerpunkte nahe gelegte lotrechte Achse gedreht werden. Die Massen bewegen sich daher periodisch abwechselnd nach östlicher, dann nach westlicher Richtung und den so entstehenden Schwereänderungen entsprechend müssen periodische Schwingungen auftreten, die, durch Multiplikation stets heranwachsend, einen durch die Dämpfungskraft begrenzten maximalen Grenzwert erreichen. Es ist dies der Fall erzwungener Schwingungen, wie er sich bei der Resonanz ergibt, deren Theorie von Helmholtz in seiner theoretischen Physik so meisterhaft behandelt wird.

### § 3. Größe der durch Resonanz erzielbaren maximalen Ausschläge.

Wir werden uns nun im folgenden auf den Fall eines in-bezug auf drei aufeinander normale Ebenen symmetrischen Körpers beschränken, der um eine horizontal gestreckte Achse frei (etwa auf Schneiden) schwingen kann. Es seien dann  $a, b, c$  die mit dem Körper festverbundenen Koordinatenachsen,  $b$  die Richtung dieser Drehungsachse, und in der Ruhelage sei  $a, b$  horizontal,  $c$  lotrecht positiv nach abwärts gerichtet.

Ferner seien  $X, Y, Z$  die Richtungskordinaten im Weltraume,  $X$  nach Norden,  $Y$  nach Osten,  $Z$  lotrecht abwärts;  $\varphi_b$  und  $\varphi_c$  die Radien der Kreise oder deren Teile, welche ein Element  $dm$  des schwingenden Körpers um die Achse  $b$  bzw.  $c$  beschreibt, schließlich seien auch  $a, b, c$  die laufenden Koordinaten des Elementes  $dm$  in bezug auf die Achsen  $a, b, c$ .

Es mögen hier der Kürze wegen nur die aus der im einzelnen durchgeführten Theorie folgenden, *resultierenden Formeln* für kleine Schwingungen Platz finden. Der Schwereverlust dieses

Elementes  $dm$  des Schwingungskörpers ist dann laut Gleichung (1), da

$$y = \varrho_c \sin \left( \frac{2\pi}{T} t + \alpha \right),$$

wo  $\alpha$  der Winkel ist, den  $\varrho_c$  mit  $a$  bildet:

$$\begin{aligned} dm dg &= -2 \Omega \cos \varphi \varrho_c \frac{d}{dt} \sin \left( \frac{2\pi}{T} t + \alpha \right) dm \\ &= -2 \Omega \cos \varphi \varrho_c \frac{2\pi}{T} \cos \left( \frac{2\pi}{T} t + \alpha \right) \cdot dm. \end{aligned}$$

Das hinzutretende Drehungsmoment in der lotrechten Ebene  $ac$  wird, wenn  $a_0$  die normale Entfernung der Kraft  $dm \cdot dg$  von der  $b$ -Achse bedeutet:

$$f = a_0 dm dg = -2 \Omega \cos \varphi \frac{2\pi}{T} a_0 \varrho_c dm \cos \left( \frac{2\pi}{T} t + \alpha \right).$$

Das Drehungsmoment der auf den ganzen Körper wirkenden Kräfte kann nach einigen geometrischen Transformationen für kleine Schwingungen näherungsweise geschrieben werden:

$$F = \left( -\frac{4\pi}{T} \Omega \cos \varphi \int a^2 dm \right) \cos \frac{2\pi}{T} t;$$

setzen wir

$$(2) \quad A = -\frac{4\pi}{T} \Omega \cos \varphi \int a^2 dm,$$

so ist

$$(3) \quad F = A \cos \frac{2\pi}{T} t.$$

Nun sagt die Theorie der Resonanz, daß wenn irgendeine Vorrichtung von der Schwingungsdauer  $T_0'$  und dem Trägheitsmomente  $K_0$  einem periodischen Impulse  $= A \cos \frac{2\pi}{T} t$  unterworfen wird und sich dabei dem Isochronismus  $T_0' = T$  nähert, dann die Amplitude sich einem maximalen Endwert nähert, der wird

$$A_{\max} = \frac{A T_0'}{2\pi k K_0},$$

wo  $k$  die Dämpfungskonstante

$$k = \frac{4 \log \vartheta}{T}$$

und  $\vartheta$  das Verhältnis der Größe eines Ausschlages zur Größe des vorangehenden bedeutet. Dabei ist  $T_0'$  die doppelte Schwingungsdauer des Wagebalkens, wenn auf ihn außer der gewöhnlichen Erdschwere noch die Zentrifugalkraft wirken würde, die infolge der Rotation um die lotrechte Achse  $Z$  entsteht; hin-

gegen T diejenige doppelte Schwingungsdauer, die der *unge-drehte, gedämpfte Balken* besitzt.

Weiter ist dann abgesehen vom Vorzeichen:

$$(4) \quad A_{\max} = \frac{T_0'}{2\pi k} \frac{4\pi}{T} \Omega \cos \varphi \frac{1}{K_s} \int a^2 dm.$$

Wir suchen den Wert

$$(5) \quad \Omega \cos \varphi = \frac{A_{\max} k K_s}{2 \int a^2 dm}$$

und haben somit diesen auch durch eine gut definierbare Größe ausgedrückt.

Es stehen mir derzeit keine systematisch ausgeführten Beobachtungsergebnisse zur Verfügung, ich kann sie auch in krankem Zustande nicht so schnell ersetzen, doch will ich erwähnen, daß ich bei meinen Versuchen metallene Balken von ungefähr 20—30 Sekunden doppelter Schwingungsdauer benutzte, die dem zu erreichenden Zwecke Genüge leisteten.

#### § 4. Wie kann der maximale Ausschlag erzwungener Schwingungen beobachtet und gemessen werden?

Ist die Maximalamplitude gehörig groß, erreicht sie z. B. den Wert von einigen Winkelgraden, so ist das Heranwachsen derselben bis zum erreichbaren Grenzwert schon mit freiem Auge leicht zu verfolgen. Sie kann auch mit Hilfe von Zeigern, wie an gewöhnlich gebrauchten Wagebalken, der Grenze der Meßbarkeit näher gerückt werden. Bei kleineren Ausschlägen jedoch und zur Verschärfung der Meßbarkeit wird es aber notwendig sein, auch die gebräuchlichen optischen Hilfsmittel der Winkelmessung zu verwenden. Die Erscheinung tritt dann in sehr gefälliger Form auf, die auch als Vorlesungsversuch gut verwertet werden kann.

Um Irrungen, denen wir hier unterworfen sein könnten, vorzubeugen, will ich hier besonders hervorheben, daß schon die im Weltraume unveränderte Richtung des um eine lot-rechte Achse gedrehten Schwingungskörpers ein Beweis ihrer Schwingung ist; denn sie kann nur dann zu stande kommen, wenn sich die Kreisbewegung jedes Massenelementes mit einer entsprechenden periodischen Bewegung desselben zusammensetzt. Die durch das Drehen bewirkte Neigung des Schwingungskörpers dient dann als Maß der maximalen Amplitude.

Sehen wir uns nun die von mir gebrauchten Vorrichtungen in der Fig. 1 etwas näher an. Auf festem, Schwankungen nicht unterworfenem Unterbau wird ein dem des Theodolithen ähnliches, drehbares Gestell mit Hilfe von Stellschrauben so aufgestellt, daß seine Drehung genau um die Lotrichtung geschehe.

Die Drehung besorgt ein entsprechendes Uhrwerk.

Schwingungen des Balkens *B* werden dann auf folgende Art sichtbar und meßbar gemacht. Ein durch eine gut leuchtende Lampe (*Q*) erhelltes Diaphragma (*D*) wird möglichst genau in der Drehungsachse aufgestellt. Die von da ausgehenden

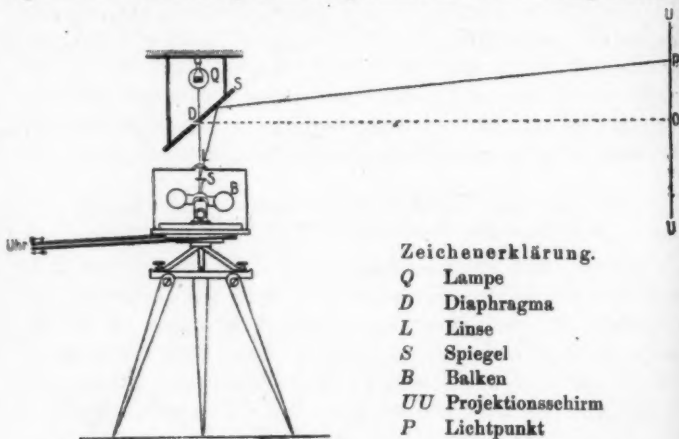


Fig. 1.

Strahlen fallen dann durch die Linse (*L*) auf einen am Balken (*B*) befestigten Spiegel (*S*), werden von dort reflektiert und gehen noch einmal durch *L*, fallen auf die untere, versilberte Platte, werden von dort nochmals reflektiert und gelangen nach dem Punkte *P* des Schirmes.

Der Lichtpunkt *P* beschreibt dann folgende Bewegungen.

Im Falle einer ganz fehlerfreien Einstellung des reflektierenden Balkenspiegels, nämlich wenn in der Ruhelage des Balkens die Achse des Spiegels sowie auch der einfallende Lichtstrahl genau lotrecht sind, wird der Lichtpunkt *P* auf dem Schirme *UU* während einer Umdrehung des Balkens zwei gleiche, also zusammenfallende kreisförmige Schlingen be-

schreiben; Fig. 2 kann dies veranschaulichen. Während nämlich der Balken sich in dem Halbkreis I, II, III, IV, V bewegt, umkreist der Punkt *P* den ganzen Kreis 1, 2, 3, 4, 5.

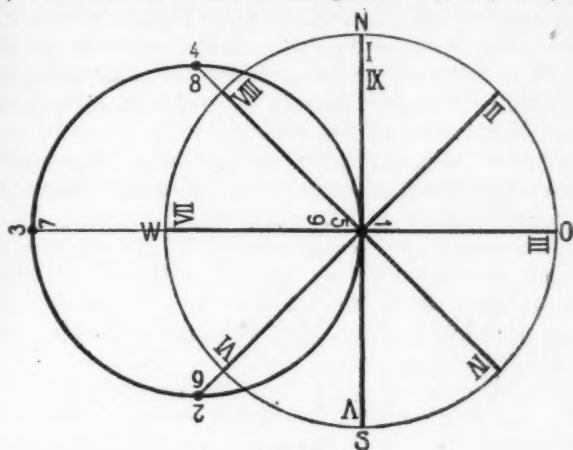


Fig. 2.

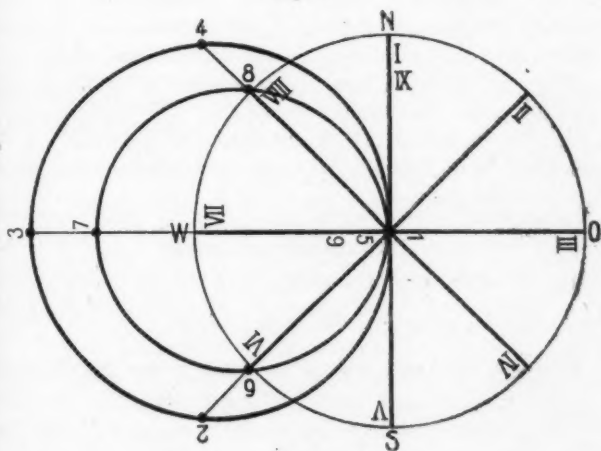


Fig. 3.

Diese vollkommene Einrichtung ist aber kaum zu erreichen und die Exzentrizität verrät sich dadurch, daß die

zwei während einer Umdrehung aufeinander folgenden Schlingen ungleich werden, also sich auch trennen müssen. Der Punkt  $P$  bewegt sich längs Kurven von der Form Fig. 3. Die Erscheinung tritt so in dieser zweiten Form noch deutlicher hervor. Das Maß der Amplitude haben wir dann bei fehlerloser Einstellung in den Dimensionen der einen einzigen, bei exzentrischem Einstellen dagegen in den mittleren Dimensionen beider Schlingen zu suchen.

Genauere Daten anzugeben ist mir leider unmöglich, da ich meine Arbeiten infolge schwerer Krankheit unterbrechen mußte und, noch heute bettlägerig, sie nicht voreilig ergänzen kann. Erwähnen will ich aber doch, daß ich mit einer Umdrehungsgeschwindigkeit von zwanzig und einigen Sekunden Schwingungen erzielte, die sich auf einem um etwa 5 m entfernten Projektionsschirm durch Schlingen von 1 m Durchmesser erkennbar machten.

Eine Hauptbedingung der erfolgreichen Ausführung dieser dargelegten Methode ist die Notwendigkeit einer möglichst erschütterungsfreien Aufstellung; denn Erschütterungen, besonders wenn sie periodischer Natur wären, könnten die zu untersuchenden Schwingungen dadurch verfälschen, daß sie die gesuchten Perioden durch ihre eigenen störend beeinflussen.

Dann ist natürlich eine Hauptbedingung des Erfolges die Benutzung eines tadellosen Uhrwerkes mit kontinuierlichem Gange. Ich benutzte ein ausgezeichnetes Uhrwerk aus den Cambridger Werkstätten, das zum Betriebe astronomischer Fernrohre bestimmt war.

#### § 5. Kompensationsmethode.

In der Gleichung (4) erhielten wir

$$A_{\max} = \frac{2 S_2 \cos \varphi}{k K_s} \int a^2 dm,$$

ein Ausdruck, der uns der vollen Lösung der Aufgabe wohl näher bringt, doch noch nicht völlig befriedigt. Die Definition der Dämpfungskonstante  $k$  ist nämlich durch die Gleichung

$$k = \frac{4 \log \vartheta}{T}$$

einwertig definiert, jedoch gehörte ein eigenes Studium dazu, den zu gebrauchenden Wert von  $\log \vartheta$  festzustellen.

Diesem Mangel können wir durch ein Verfahren, das wir Kompensation nennen wollen, zweckentsprechend vorbeugen.

Wir können unseren schwingenden Balken auch anderen periodischen Impulsen aussetzen als den durch die Erddrehung bewirkten. Besonders eignen sich hierzu magnetische Kräfte. Auf unseren schwingenden Balken, um die Mitte desselben wollen wir einen oder zwei kleine Magnete so befestigen, daß ihre Achsen lotrecht und der Südpol nach unten gerichtet seien.

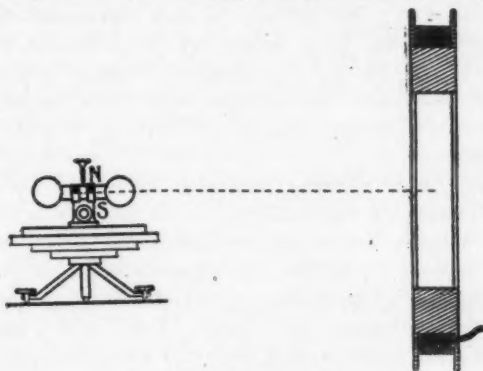


Fig. 4.

Durch einfache Superposition der zwei Wirkungen (Erddrehung, magnetische Horizontalkraft) erhalten wir dann die Amplitude

$$\mathfrak{A} = \frac{4\pi}{T} \Omega \cos \varphi \int a^2 dm - h \cdot M$$

und, wenn Isochronismus  $T_0' = T$  und zugleich auch Ruhe d. i.  $\mathfrak{A} = 0$  wird:

$$(6) \quad \Omega \cos \varphi \frac{4\pi}{T} \int a^2 dm = H \cdot M.$$

$H$  bedeutet die im Beobachtungsraume durch Zusatz einer horizontalen Kraft  $\Delta h$  erzielte Gesamtkraft, nämlich  $H = h + \Delta h$  und  $M$  das magnetische Moment der Magnete. Diese magnetische Zusatzkraft wird am zweckmäßigsten durch elektromagnetische Spulen wie in Fig. 4 erregt. So löst Formel (6) vollständig das von uns gestellte Problem; somit ist

$$\Omega \cos \varphi = \frac{T}{4\pi} \frac{1}{\int a^2 dm} H \cdot M,$$

also das Gesuchte ausgedrückt durch gut meßbare Größen.



§ 6. *Schlußbemerkungen.*

Der Fachgenosse, der sich die Mühe gab, das hier Vorgetragene durchzulesen, und vielleicht auch einiges Interesse daran fand, möge mir manches entschuldigen, so besonders, warum ich meine Beobachtungen nicht mit mehr, wenn auch nur vorläufigen Daten illustriert habe. Die Art und Weise der Entstehung dieser Schrift kann dafür Aufklärung geben. Seit vier Monaten ans Bett gefesselt, konnte ich keine neuen Versuche ausführen. Mit der Publikation des bisher Erreichten konnte ich jedoch nicht länger warten. Am 10. Mai 1917 führte ich nämlich der in meinem Hörsaal versammelten Ung. Mathematischen und Physikalischen Gesellschaft den beschriebenen Versuch, begleitet von kurzen mündlichen Erklärungen, vor.

Einige Tage nachher besuchte mich Hr. Desiderius Korda, Dozent am Polytechnikum in Zürich, und bat mich, mit dem Versuch die Schweizerische Geophysikalische Gesellschaft bekannt machen zu dürfen. Tatsächlich zeigte er dann auch heranwachsende Amplituden seines Balkens.<sup>1)</sup> Hr. Dozent Korda tat aber noch ein Übriges. Unter dem Titel: „Relations entre les expériences d'Eötvös et de Foucault concernant la rotation de la Terre“<sup>2)</sup> veröffentlichte er Betrachtungen, deren Ziel und Zweck ich nicht recht verstehe. Es steht mir aber ferne, mich zugleich mit meiner Publikation in eine Polemik einzulassen.

Eines kann ich aber zum Schlusse doch nicht unterlassen; ich will meinem lieben Kollegen Hrn. Prof. I. Fröhlich meinen wärmsten Dank aussprechen für die Hilfe, die er mir, dem kranken Manne, besonders in der Zusammenstellung der komplizierteren Formeln des § 3 angedeihen ließ. Und nicht nur der älteren, auch der jüngeren Freunde sei hier dankend Erwähnung getan, so vor allem des Hrn. Eugen Fekete, der bei der Zeichnung, der Herstellung der Figuren und dieser Abhandlung im ganzen mir sehr große Hilfe leistete.

Budapest, 31. März 1919.

1) D. Korda, Extrait des Archives des Sciences Physiques et Naturelles. Genève, Novembre t. XLIV. p. 369—370. 1917.

2) Extrait des Communications de la Société Suisse de Physique, Decembre 1918. p. 388—340.

(Eingegangen 7. April 1919.)



### 3. Über die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Gasen; von Hans Riegger.

Die Abweichungen von der Clausius-Mossottischen Formel, welche eine Reihe von Dielektrika bei Temperaturänderungen aufweisen, waren Ursache zur Aufstellung neuerer Theorien über dielektrische Körper.

Unter der Voraussetzung, daß im Innern der Moleküle außer Verschiebungselektronen auch fertige elektrische Dipole vorhanden sind, vermag Hr. Debye<sup>1)</sup> eine Abnahme des charakteristischen Ausdrucks  $\frac{s-1}{s+2} \cdot \frac{1}{\varphi}$  mit steigender Temperatur zu erklären.

Durch Annahme von Elektronen, welche unsymmetrisch an ihre Ruhelage gebunden sind, suchen Hr. Boguslawski<sup>2)</sup> und Czukor<sup>3)</sup> der Erfahrung gerecht zu werden.

Um weiteres empirisches Material zu schaffen, habe ich in Danzig im Frühjahr 1914 auf Anregung von Hrn. Prof. Dr. Krüger eine ursprünglich umfangreicher gedachte Experimentaluntersuchung begonnen. Aus äußeren Gründen mußte dieselbe aber schon bald abgebrochen werden. Ich möchte im folgenden die bisherigen Resultate mitteilen, da eine Fortsetzung meinerseits nicht in Aussicht steht. Inzwischen ist eine Arbeit von Hrn. Jona<sup>4)</sup> über denselben Gegenstand erschienen. Er mißt bei höherer Temperatur im allgemeinen bei anderen Gasen und relativ kleinerem Temperaturunterschied. Sein Resultat für Luft ist dasselbe wie hier, für Kohlensäure etwas verschieden.

Zunächst wurden nur gasförmige Dielektrika untersucht

1) P. Debye, Phys. Zeitschr. 13. p. 97. 1912.

2) S. Boguslawski, Phys. Zeitschr. 15. p. 283. 1914.

3) K. Czukor, Verh. d. D. Phys. Ges. 17. p. 73. 1916.

4) M. Jona, Phys. Zeitschr. 20. p. 14. 1919.

und zwar begann ich mit solchen, welche die Erreichung sehr tiefer Temperaturen zuließen.

Tabelle 1.

Luft,  $t = -185,5^\circ$ .

Druck	$s - 1$	$s - 1$ red. auf 760 mm	Mittelwert	$s - 1$ $t = 17,5^\circ$ u. 760 mm
200	0,000502	0,001935	0,001902	0,00055
400	0,001002	0,001915	ber. 0,001925	
			aus	
600	0,001472	0,001870	$\varrho_{-185,5} = \varrho_{17,5} \cdot 3,468$	
760	0,001887	0,001887		

Tabelle 2.

Wasserstoff,  $t = -191^\circ$ .

Druck	$s - 1$	$s - 1$ red. auf 760 mm	Mittelwert	$s - 1$ $t = 16,5^\circ$ u. 760 mm
400	0,000483	0,000932	0,000928	0,000253
600	0,000730	0,000926	ber. 0,000900	
			aus	
760	0,000928	0,000928	$\varrho_{-191} = \varrho_{16,5} \cdot 3,551$	

Tabelle 3.

Methan,  $t = -154^\circ$ .

Druck	$s - 1$	$s - 1$ red. auf 760 mm	Mittelwert	$s - 1$ $t = 18^\circ$ u. 760 mm
400	0,00114	0,00217	0,00216	0,00884
600	0,00172	0,00218	ber. 0,00218	
			aus	
760	0,00212	0,00212	$\varrho_{-154} = \varrho_{18,5} \cdot 2,467$	

Tabelle 4.

Kohlensäure,  $t = -73^\circ$ .

Druck	$s - 1$	$s - 1$ red. auf 760 mm	Mittelwert	$s - 1$ $t = 18,5^\circ$ u. 760 mm
400	0,000727	0,001387	0,001392	0,00094
600	0,00109	0,00138	ber. 0,001386	
			aus	
760	0,00141	0,00141	$\varrho_{-73} = \varrho_{18,5} \cdot 1,478$	

Tabelle 5.  
Kohlenoxyd,  $t = -189^\circ$ .

Druck	$s - 1$	$s - 1$ red. auf 760 mm	Mittelwert	$s - 1$ $t = 17^\circ$ u. 760 mm
400	0,001384	0,00263	0,002633	0,000645
600	0,002086	0,00264	ber. 0,002243	
760	0,00263	0,00263	aus $\varphi_{-189} = \varphi_{17,0} \cdot 3,474$	

#### Die Meßmethode.

Die Messungen wurden mit Hilfe des Mandelstamschen Dynamometers<sup>1)</sup> durchgeführt. Diese Methode hatte sich nach den Erfahrungen von Hrn. H. Rohmann<sup>2)</sup> für den vorliegenden Zweck bereits bewährt.

Die Schwingungskreise I und II (Fig. 1) wirken auf die beiden gekreuzten Spulen des Dynamometers  $D$ . Kreis I wurde durch Löschfunken angeregt und induzierte in sehr loser Kopplung auf Kreis II. Das Drehmoment, welches auf den Kurzschlußring  $K$  des Dynamometers ausgeübt wird, erleidet dann beim Durchgang der Frequenz durch die Resonanzstelle einen Vorzeichenwechsel. Die Änderung des Drehmoments mit der Frequenz ist dabei außerordentlich rasch und um so schneller, je schwächer gedämpft die beiden Schwinger sind. Ihr Dekrement wurde daher sehr klein gemacht und betrug ungefähr  $\delta = 0,005$ .

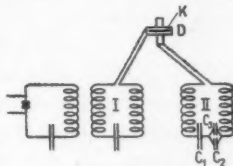


Fig. 1.

Die Messung der Dielektrizitätskonstanten geschah nun in der Weise, daß die beiden Kreise mit Hilfe des Dynamometers genau aufeinander abgestimmt wurden, wenn der Meßkondensator in extrem hohem Vakuum sich befand. Nach Einlassen des Gases und der damit verbundenen Änderung der Kapazität  $c_1$  wurde, wieder mit Hilfe des Dynamometers, die Frequenzänderung in genau meßbarer Weise kompensiert, woraus sich die Dielektrizitätskonstante berechnen läßt.

1) L. Mandelstam u. N. Papalexi, Ann. d. Phys. 33. p. 490. 1910.

2) H. Rohmann, Ann. d. Phys. 34. p. 979. 1911.

Der Meßkondensator  $c_1$  bestand aus einem Satz etwa  $4\frac{1}{2}$  cm breiter Messingplatten (Fig. 2). Als Isolatoren dienten Quarzscheiben. Der ganze Kondensator befand sich in einem länglichen Glasgefäß, das in einer großen Dewarflasche bequem Platz fand. Das Zuleitungsrohr für die Gase diente auch zur Zuführung des Thermoelementes, während die Zuleitungsdrähte für den Kondensator ins Glas eingeschmolzen waren. Die Kapazität von  $c_1$  war ca. 500 cm.

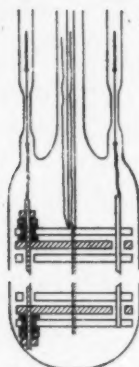


Fig. 2.

Zur Kompensation der Frequenzänderungen wurde folgender Weg eingeschlagen. In Serie mit dem Meßkondensator, aber zueinander parallel waren die Drehkondensatoren  $c_2$  und  $c_3$  (Fig. 1) eingeschaltet. Es war ungefähr  $c_2 = 6500$  cm,  $c_3 = 300$  cm. Zur Kompensation wurde dann der kleine Kondensator  $c_3$  benutzt. Für Luft von 760 mm Druck bei Zimmertemperatur gegen Vakuum betrug die Verschiebung etwa 30 Skalenteile. Die Einstellung war auf  $\pm 0,1$  Skalenteil möglich, d. h. es konnten noch Änderungen von  $\epsilon - 1 = 0,000002$  konstatiert werden. Die tatsächlich erreichte Genauigkeit, die ja noch von anderen Umständen abhängt, war allerdings kleiner. Ich schätze sie auf  $\pm 2$  Proz.

Hat man die verschiedenen Kapazitäten in demselben Maß geeicht, so ließe sich die Dielektrizitätskonstante daraus berechnen. Man muß allerdings dabei die Selbstinduktionen der Zuleitungen zu  $c_2$  und  $c_3$  berücksichtigen. Auch wenn dieselben sehr klein gewählt, bleibt der Absolutwert der nur aus den Kapazitäten berechneten Dielektrizitätskonstanten noch einige Prozent gegen bekannte Werte verschieden. Ich beschränke mich daher auf relative Messungen, wobei als Vergleichsgas Luft diente und für diese  $\epsilon - 1 = 0,00059$  bei  $0^\circ$  und 760 mm gesetzt wurde.

Das Thermoelement, das zur Temperaturmessung diente, war beinah zur Berührung mit der obersten Kondensatorplatte gebracht und war mittels einer Reihe von Fixpunkten geeicht. Immerhin aber dürfte die Temperaturbestimmung von den einzelnen Fehlerquellen die relativ größte sein.

## Die Resultate der Messungen.

Untersucht wurden die Gase Luft, Wasserstoff, Methan, Kohlensäure und Kohlenoxyd. Die Resultate sind in den Tab. 1—5 dargestellt. Darin gibt die dritte Spalte die nach der Formel  $\frac{\epsilon_1 - 1}{\epsilon_2 - 1} = \frac{q_1}{q_2}$  nach der van der Waalsschen Gleichung auf 760 mm Druck reduzierten Werte der zweiten Spalte wieder. Der berechnete Wert der vierten Spalte wurde nur mit Berücksichtigung der Dichteänderung aus dem Wert bei Zimmertemperatur erhalten. Der letztere, in der fünften Spalte dargestellte Wert ist ein Mittelwert aus bei verschiedenen Drucken gemachten Beobachtungen.

Die Dichte für Luft und Wasserstoff wurde Landolt-Börnstein entnommen, diejenige für die drei anderen Gase nach eigenen Versuchen ermittelt.<sup>1)</sup> Bei den vier Gasen Luft, Wasserstoff, Methan und Kohlensäure stimmt der empirische Wert mit dem berechneten innerhalb der Versuchsfehler überein. Für diese Gase ist demnach die Existenz eines Dipols nicht nachgewiesen. Eine größere Abweichung ist nur bei Kohlenoxyd vorhanden.

Benutzt man für das Dipolmoment die Rechnungsweise von Debye, welcher schreibt:

$$(1) \quad \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = b + \frac{a}{T},$$

wo  $b$  nur von den Verschiebungselektronen herrührt und  $a$  mit dem Dipolmoment  $m$  zusammenhängt und zwar so, daß:

$$(2) \quad m = \frac{3}{\sqrt{4\pi}} \cdot \sqrt{\frac{k \cdot a}{N}},$$

wo  $k$  die Boltzmannsche Konstante und  $N$  die Zahl der Dipole pro ccm ist, so würde unser Resultat unter Berücksichtigung eines Fehlers von 12 Proz. sagen: es ist für

Luft	$m < 2,6 \cdot 10^{-20}$
Wasserstoff	$m < 4,3 \cdot 10^{-20}$
Kohlensäure	$m < 1,32 \cdot 10^{-19}$
Methan	$m < 4,8 \cdot 10^{-20}$
Kohlenoxyd	$m = 1,28 (\pm 0,07) \cdot 10^{-19}$

1) Es geschah dies im phys.-chem. Laboratorium von Siemens & Halske. Für Überlassung der dazu nötigen Mittel spreche ich Hrn. Prof. Gerdien meinen besten Dank aus.

Für Kohlensäure fand Hr. Jona<sup>1)</sup> ein Dipolmoment mindestens von der Größe  $m = 1,55 \cdot 10^{-19}$ . In diesem Falle hätte ich bei  $-73^\circ$  statt  $\epsilon - 1 = 0,00139$  den Wert  $\epsilon - 1 = 0,001435$  finden müssen. Nach den Erfahrungen bei der Dichtebestimmung kann der Wert für Kohlenoxyd durch Doppelmolekülbildung nicht beeinflusst worden sein. Ob indes Adsorption an den Kondensatorplatten stattfand, wurde nicht mehr untersucht. Man könnte für Kohlenoxyd, wenn man folgende Überlegung, die sich übrigens bei der Dipolbestimmung von Gasen mit sehr großem Moment befriedigend anwenden läßt, macht, erwarten, daß sein Moment  $= 0$  ist.

Nach der Formel (1) kann man die Größe  $a$  und damit auch das Dipolmoment finden, ohne die Temperaturabhängigkeit zu untersuchen, wenn man  $\epsilon$  nur bei einer Temperatur bestimmt, aber die Größe  $b$  kennt. Für  $b$  setzt man einfach den Wert, der sich aus dem Brechungsexponenten berechnet. Es ist dies wohl richtiger, als wenn man dafür den Wert nimmt, den man rein additiv aus den Dielektrizitätskonstanten der Atome erhält. Dieser additive Wert und derjenige aus dem Brechungsexponenten für unendlich lange Wellen berechnete stimmen in vielen Fällen miteinander überein, allgemein ist jedoch der letztere (im Mittel ca. 8 Proz.) kleiner als der erstere.

Wenn beide gleichgroß sind und außerdem gleich dem empirischen Wert von  $\epsilon - 1$ , erwartet man, daß Dipole nicht vorhanden sind. Diese Erwartung bei Kohlenoxyd trifft nach dem Ergebnis der Messung nicht zu.

Auch für Kohlensäure und Methan sind die empirischen Werte andere, als man sie nach dem Vorangehenden erwarten würde. Unter Benutzung des bekannten Wertes für den Brechungsexponenten erhält man für

$$\text{Kohlensäure } m = 1,63 \cdot 10^{-19}$$

$$\text{Methan } m = 1,24 \cdot 10^{-19}$$

und für  $\epsilon - 1$  bei

$$\text{Kohlensäure } 0,00144 \text{ (statt } 0,00139) \text{ bei } -73^\circ$$

$$\text{Methan } 0,00235 \text{ (statt } 0,00215) \text{ bei } -154^\circ$$

1) M. Jona, Phys. Zeitschr. 20. p. 14. 1919.

## Allgemeine Bemerkungen zur Dipolhypothese.

Die Formel

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \rho \left( b + \frac{a}{T} \right)$$

ergibt, wenn die rechte Seite gleich 1 wird, bekanntlich ein unendliches  $\epsilon$  und bei weiterer Zunahme negative Werte von  $\epsilon$ . Dieser Zustand ist noch bei keinem Dielektrikum beobachtet worden. Wenn man indes nach der Dipoltheorie  $m$  als Konstante betrachtet und von  $a$  nach Debye abhängig sein läßt, muß dieser Zustand realisierbar erscheinen. Eine Realisierbarkeit wäre wohl am ehesten bei Gasen mit sehr großem Dipolmoment und hohen Drucken denkbar. Daß Gase noch bei Drucken bis zu 400 Atmosphären bei konstanter Temperatur genau nach der Clausius-Mossottischen Formel gehen, zeigen die Untersuchungen von Occhialini und Bodareu.<sup>1)</sup> Bei Methylchlorid würde man schon bei wesentlich niederen Drucken den merkwürdigen Zustand erreichen.

Wenn derselbe nicht realisiert werden kann, müssen Abweichungen von der Clausius-Mossottischen Formel auch in der Form von Debye auftreten. Es ist dies der Fall, sobald  $a$  und damit das Dipolmoment keine Konstante mehr ist. Ohne daß am Moment des Einzelmoleküls etwas verändert wird, kommt dies vor, sobald Doppelmolekülbildung oder allgemeiner Komplexbildung auftritt. Ein solcher quasi starrer Komplex kann ein Gesamtmoment haben, das je nach der Orientierung der einzelnen Moleküle in demselben von 0 bis zur Summe der Einzelmomente schwankt. Die Komplexbildung selber ist im allgemeinen von der Temperatur abhängig und damit wäre auch das mittlere Moment des Einzelkomplexes eine Temperaturfunktion.

Diese Überlegungen gewinnen Bedeutung für die Betrachtung von vielen Flüssigkeiten und anderer Dielektrika. Die Umrechnung nach der Formel von Debye mit dem konstanten, bei gasförmigem Zustand gefundenen Dipolmoment würde bei ihnen zu negativem  $\epsilon$  führen. Durch eine Komplex-

1) Occhialini u. Bodareu, Ann. d. Phys. 42. p. 67. 1913 u. a.



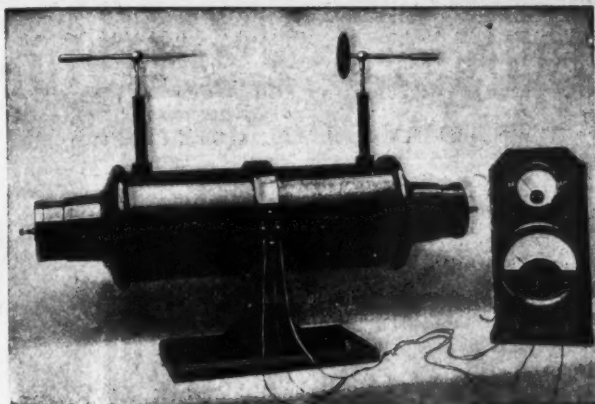
bildung im obigen Sinn würde das Verhalten dieser Flüssigkeiten erklärt werden. Je nach der Temperaturfunktion für die Komplexbildung und damit auch für das mittlere Moment eines Komplexes würden auch solche Dielektrika in den Bereich der Erklärungsmöglichkeit fallen, bei denen der charakteristische Ausdruck mit steigender Temperatur zunimmt.

Danzig-Langfuhr, Phys. Institut d. Techn. Hochschule.

(Eingegangen 9. Mai 1919.)

ig-  
für  
ont  
en  
ler  
zu-  
ale.





Induktorium Patent Klingelfuss mit eingebauter Meßspule und eingeschaltetem Sklerometer und Milliampèremeter. Beide Instrumente sind spannungslos gegen Erde und können in beliebiger Entfernung vom Induktorium und der Röntgenröhre aufgestellt werden.

**FR. KLINGELFUSS & CO., BASEL**

# ***DISKUS***

Name ges. gesch. D. R. G. M. Nr. 450088.

Belichtungs-Zeitmesser mit Neuerung:

Angabe der erforderlichen Blitzpulvermenge  
bei Blitzlicht-Aufnahmen

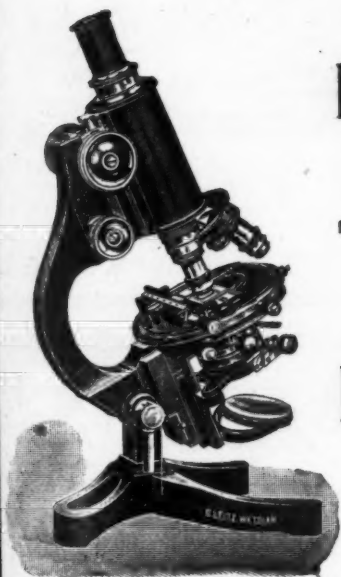
**Preis 1 Mark**

**Dr. C. Schleussner Aktiengesellschaft**  
**Frankfurt a. M. 128**

# Ernst Leitz, Wetzlar

## Optische Werke

Zweiggeschäft:  
Berlin NW, Luisenstraße 45



### Mikroskope

für alle Arten von  
Untersuchungen für  
mon- und binokularen  
Gebrauch

### Projektions- apparate

**Bogenlampen** für physikalische Ver-  
suche, für Stark- und  
Schwachstrom, mit rechtwinkliger Kohlenstellung.

### Ultrakondensoren

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig

# Die Entwicklung der deutschen chemischen Industrie

Acht Vorträge, gehalten auf dem dritten Hochschulkurs zu Bukarest im Frühjahr 1918

VON

**Richard Lorenz**

Dr. phil., ord. Professor an der Universität Frankfurt a. M.  
Direktor des Institutes für physikal. Chemie und Metallurgie

VIII, 207 Seiten. 1919. Kart. M. 8.60

Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure: Zweck der Vorträge war nicht so sehr Kenntnisse zu vermitteln als Erkenntnis zu verbreiten, unser Gemüt zu erfreuen, unser Selbstvertrauen und unsere Zuversicht zu stärken. Und deren werden wir zur sittlichen Erneuerung unseres Volkes dringend bedürfen. Daß dann auch unser Land, Gewerbe und Handel zu neuer Blüte gedeihen können, ist zu erhoffen. Wie Bodenschätze und Kraftvorräte uns auf chemischem Gebiete mehr und mehr unabhängig vom Ausland gemacht haben, zeigen die vorliegenden Vorträge, die die Entstehung der chemischen Werkthätigkeit, Eisen, die anorganische Großindustrie, Kohle, Farbstoffe, Riechstoffe, Heilstoffe, Nahrungstoffe, Tonsilber (Aluminium) und die Kriegeschemie behandeln.

## Max Kohl A. G. Chemnitz

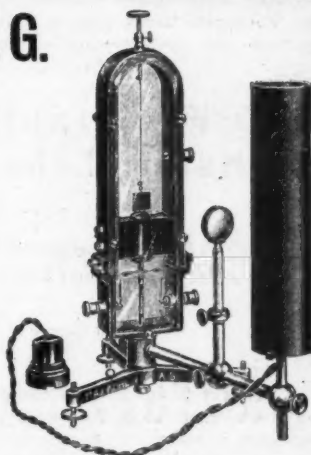
Physikalische Apparate

Technische Modelle

Hörsaal- und  
Laboratorien-Möbel

Funken-Induktoren

Projektions - Apparate



Nr. 61392. Vorlesungs-Drehpul-  
Spiegel-Galvanometer M. 165.—

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig

**Vorträge**  
über  
**die neuere Entwicklung der Physik  
und ihre Anwendungen**

Gehalten im Baltenland im Frühjahr 1918  
auf Veranlassung des Obercommandos der achten Armee

von

**Prof. Dr. W. Wien**

Gehelmem Hofrat in Würzburg

IV, 116 Seiten. 1919. Kart. M. 6.—

**Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure:** Die drei Vorträge: Neuere Errungenschaften der Physik — Physik und Erkenntnistheorie — Physik und Technik bringen die neuere überaus schnelle Entwicklung der Physik selbst, wie ihre Einwirkung auf Philosophie und Technik, zu allgemeinverständlicher Darstellung. Sie sollen helfen, die Teilnahme an den großen Aufgaben der physikalischen Wissenschaften zu vermehren, besonders auch in der Einsicht, daß die Zukunft unseres Volkes nicht zum wenigstens davon abhängt, inwieweit es gelingt, die Führung auf geistigem und besonders auf wissenschaftlichem Gebiete zu behalten.

**Der Kreislauf der Energien  
in Natur, Leben und Technik**

von

**Dr. Julius Obermiller**

Privatdozent der Chemie an der Universität Basel  
z. Z. in Brüssel

VI, 68 Seiten. 1919. Kart. M. 3.60

**Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure:** In einer größeren Reihe von Einzelabhandlungen werden, ohne Anforderungen an Vorkenntnisse zu stellen, die Beziehungen vor Augen geführt, welche zwischen der großen Energiequelle, der Sonne, und unserem eigenen Leben und Wirken bestehen.

Hierzu kommen die jetzt eingeführten Teuerungszuschläge.



# Arthur Pfeiffer, Wetzlar O

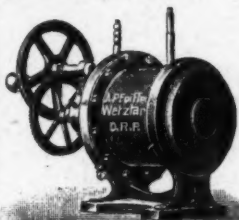
Werkstätten für Präzisionsmechanik und Optik, gegr. 1890.

Spezialfabrik von Luftpumpen zu Demonstrationen  
und für wissenschaftliche Zwecke.

## Rotierende Quecksilber-Hochvakuum-Pumpen

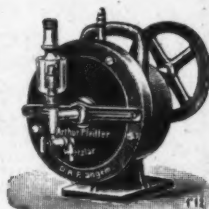
System Pfeiffer, D. R. P.

System Gaede, D. R. P.  
angemeldet

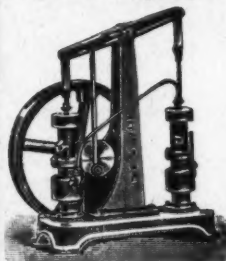


Hochvakuum-  
Apparate  
zur  
Demonstration  
und zu  
wissenschaftlichen  
Untersuchungen.

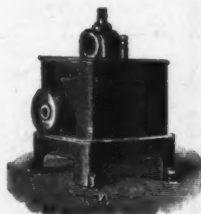
Neu-  
konstruktionen  
nach Angabe.



Vakuummeter n. Reiff, mit direkter Ablesung, D. R. P. angemeldet.  
Geryk-Öl-Luftpumpen, D. R. P. Rotierende Öl-Luftpumpen, D. R. P.



Alle Arten von  
Luftpumpen:  
Trockene rotierende  
Luftpumpen,  
Trockene Schieber-  
luftpumpen,  
Quecksilberluftpumpen  
aller Systeme,  
Kompressionsluftpumpen.



Eigene Spezial-Fabrikation von Funkeninduktoren von 4-1000 -/-.  
Funkenlänge

Eingetragen:



Fabrik-Marko



Induktoren  
mit Demon-  
strations-  
schaltung.

Alle  
Nebenapparate.

Lieten auf Verlangen!

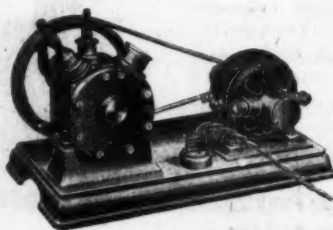
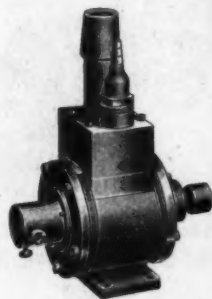
# E. Leybold's Nachfolger

Zweigniederlassung:  
**Berlin NW 7,**  
Dorotheenstraße 53

**Cöln a. Rh.**

Telegrammadresse:  
**Scientia Cöln**  
**Scientia Berlin**

Alleinige  
Lizenzträger der  
Gaede-Patente



Gaede-Quecksilberpumpe  
Gaede-Kapselpumpe  
Gaede-Molekularpumpe  
Gaede-Kolbenpumpe  
Gaede-Diffusionspumpe

Bisher über  
**8000 Gaedepumpen**  
geliefert

Alleinige Inseratenannahme durch: Gelsdorf & Co., Eberswalde.

Metzger & Wittig, Leipzig.

